



Analyse de l'influence des conditions aux limites thermiques sur la stabilisation des flammes non-prémélangées

Sylvain Lamige

► To cite this version:

Sylvain Lamige. Analyse de l'influence des conditions aux limites thermiques sur la stabilisation des flammes non-prémélangées. Thermique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2014. Français. NNT : 2014ISAL0099 . tel-01149918

HAL Id: tel-01149918

<https://theses.hal.science/tel-01149918>

Submitted on 7 May 2015

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

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

Thèse

Analyse de l'Influence des Conditions aux Limites Thermiques sur la Stabilisation des Flammes Non-Prémélangées

Présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir le grade de

Docteur

Formation Doctorale : Thermique/Énergétique

École Doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique)

Par

Sylvain Lamige

Soutenue le 23 Octobre 2014, devant la commission d'examen

Jury

<i>Examinatrice</i>	Françoise Baillot	Professeur, Université de Rouen/CORIA (UMR6614)
<i>Rapporteur</i>	Marc Bellenoue	Professeur, ENSMA Poitiers/Institut P' (UPR3346)
<i>Directrice de thèse</i>	Dany Escudié	Directrice de Recherche CNRS, CETHIL (UMR5008)
<i>Co-encadrant de thèse</i>	Cédric Galizzi	Maître de Conférences, INSA de Lyon/CETHIL (UMR5008)
<i>Examineur</i>	Kevin M. Lyons	Professor, North Carolina State University, États-Unis
<i>Rapporteur</i>	Thierry Schuller	Professeur, École Centrale Paris/EM2C (UPR288)

Thèse préparée au Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon
CETHIL – UMR 5008
Université de Lyon

Sommaire

Sommaire	iii
Liste des Écoles Doctorales.....	iv
Résumé et Mots-Clefs.....	v
Abstract & Keywords	vi
Remerciements	vii
Liste des Publications.....	ix
Table des matières.....	xi
Liste des Figures	xiv
Liste des Tableaux.....	xviii
Nomenclature.....	xix
Chapitre I Contexte et positionnement de l'étude	1
Chapitre II Analyse locale de la flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur	29
Chapitre III Décrochage d'une flamme attachée et transitions entre régimes de stabilisation.....	87
Chapitre IV Conclusion et Perspectives	161
Annexes	173
Annexe A Dispositif Expérimental.....	175
Annexe B Thermométrie et Comportement Thermique du Foyer	187
Annexe C Diagnostics Optiques	201
Annexe D Rattachement d'une Flamme Suspendue	221
Annexe E Publications issues des présents travaux.....	229
Références	247

Liste des Écoles Doctorales

Quinquennal 2011–2015, INSA Direction de la Recherche

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e étage 04.72.43.80.46 INSA : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.13.95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18.60.97 – Fax : 04.78.43.37.17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Darwin - UCB Lyon 1 04.72.43.28.91 INSA : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 06.07.53.89.13 e2m2@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Hôpital Louis Pradel - Bron 04.72.68.49.09 INSA : M. LAGARDE Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 – Fax : 04.72.68.49.16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e étage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.80.46 – Fax : 04.72.43.16.87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 – Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.83.18 – Fax 04.72.43.85.28 Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 – Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.71.70 – Fax : 04.72.43.72.37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS INSA : J.Y. TOUSSAINT	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 – Fax : 04.37.28.04.48 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Résumé et Mots-Clefs

Résumé

La problématique de la stabilisation des flammes non-prémélangées reste primordiale. Il faut pour la résoudre déterminer l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques intervenant dans les mécanismes de stabilisation. La démarche expérimentale utilisée pour cela au cours de cette thèse porte une attention particulière sur l'influence des conditions aux limites thermiques, et comporte deux volets à travers lesquels le rôle des transferts thermiques est mis en exergue.

D'abord, la zone d'attachement d'une flamme stabilisée derrière la lèvre du brûleur est examinée, en considérant les couplages entre le positionnement du bout de flamme à proximité du brûleur et la température de la lèvre. Différentes régions ont ainsi pu être identifiées selon le comportement du bout de flamme, qui évolue depuis une nature diffusive vers une nature propagative à l'approche des limites aérodynamiques de stabilité. Par ailleurs, une modification des propriétés thermiques du brûleur a permis de mettre en évidence une évolution, avec la température de la lèvre, du rôle relatif des modes de coincement thermique et chimique de la flamme par la paroi du brûleur.

Ensuite, l'étude concerne non plus un état stabilisé de la flamme, mais les transitions entre les différents régimes de combustion, et plus particulièrement le décrochage d'une flamme attachée. L'examen des conditions conduisant à la déstabilisation de la flamme est un moyen d'apporter des éléments-clefs de compréhension quant aux couplages et aux équilibres aérothermochimiques prévalant préalablement au décrochage. Une évolution du processus de décrochage a ainsi été mise en avant avec l'augmentation de la température initiale des réactants, en lien avec l'évolution de phénomènes transitoires d'extinction locale de la zone de réaction.

Mots-Clefs

- **Flamme-jet non-prémélangée, CH₄/air**
- **Stabilisation**
- Couplages aérothermochimiques
- Flamme attachée, suspendue
- Hystérésis, suspension, rattachement
- Extinctions locales
- Processus de décrochage
- Flamme coupée
- **Préchauffage des réactants**
- **Conductivité thermique du brûleur**
- Dilution de l'air par CO₂, N₂, Ar
- Bout de flamme
- Hauteur d'attachement
- Coincement thermique, chimique
- Interaction flamme/paroi
- Travaux expérimentaux

Abstract & Keywords

Abstract

Non-premixed flame stabilization is still an important issue in combustion. Addressing this issue requires to evaluate the relative importance of aerodynamic, thermal and chemical phenomena involved in the stabilization mechanisms. This thesis develops to this end an experimental approach, with a particular focus on the influence of thermal boundary conditions, examining the role of heat transfer in a twofold analysis.

At first, the attachment zone of a rim-stabilized jet-flame is investigated, by careful consideration of the coupling existing between the burner lip temperature and the flame attachment location relative to the burner. Several regions have been identified according to the flame leading edge behavior, which evolves from diffusive to propagative closer to the aerodynamic stability limits. Besides, by modifying the burner thermal properties, a change has been shown in the relative roles of thermal and chemical quenching of the flame by the burner wall, depending on the burner lip temperature.

Secondly, the attention is directed to transitions between different combustion regimes, namely attached and lifted flames. In particular, beyond the stable state of an attached flame, its lifting process is investigated. Examining in which conditions destabilization of the flame occurs indeed appears to be an ideal opportunity to gain insight into the aerothermochemical coupling and equilibriums existing prior to lift-off. Thus, the lifting process has been shown to be modified by the reactant initial temperature, in close relationship with the change in occurrence of localized transitory extinction events of the reaction zone.

Keywords

- **Nonpremixed jet flame**, CH_4/air
- **Stabilization**
- Aerothermochemical coupling
- Attached/lifted flame
- Hysteresis, lift-off, reattachment
- Local extinctions
- Lifting process
- Split flame
- **Reactant preheating**
- **Burner thermal conductivity**
- Air-side dilution by CO_2 , N_2 , Ar
- Flame leading edge
- Attachment height
- Thermal/chemical quenching
- Flame/wall interaction
- Experimental work

Remerciements

Merci à

j16, pour sa disponibilité, son enthousiasme et son positivisme,
ainsi que pour ses conseils et son soutien indéfectible tout au long de cette thèse,

h4, pour son éthique scientifique, son exigence et son souci de la rigueur,

11p, pour nos échanges, scientifiques ou non, et pour sa gentillesse et ses encouragements,

9l, pour sa motivation, son sourire, et notre collaboration,
matérialisée par les deux semaines passées ensemble au CETHIL,

q13, pour nos discussions scientifiques et pour sa participation au jury,

2j, et, dans un certain sens, **7r**, pour leur rôle de rapporteurs et les débats intéressants qui ont pu en découler,

21m, pour nos travaux complémentaires lors de nos débuts communs au CETHIL, et pour ses blagues,

s9, **n6** et surtout **s2**, pour leur aide précieuse lors du montage des différents diagnostics optiques,

Les différents services du CETHIL, à commencer par l'équipe de l'atelier, notamment **13k**, **e3**, **11a** et **14o**,
pour leur soutien technique et leur bonne humeur,
mais aussi l'ensemble du service secretariat, en particulier, **19c**, **l11** et **d10**,
pour leur accompagnement et leur bienveillance,
ainsi que le service informatique, en particulier **n15**, pour avoir toujours un bon mot à dire,

9e, pour son altruisme et ses initiatives, **17e**, pour sa sympathie et son attention, et à travers eux, tous les
doctorants du CETHIL pour les moments de détente et autres pique-niques collaboratifs,

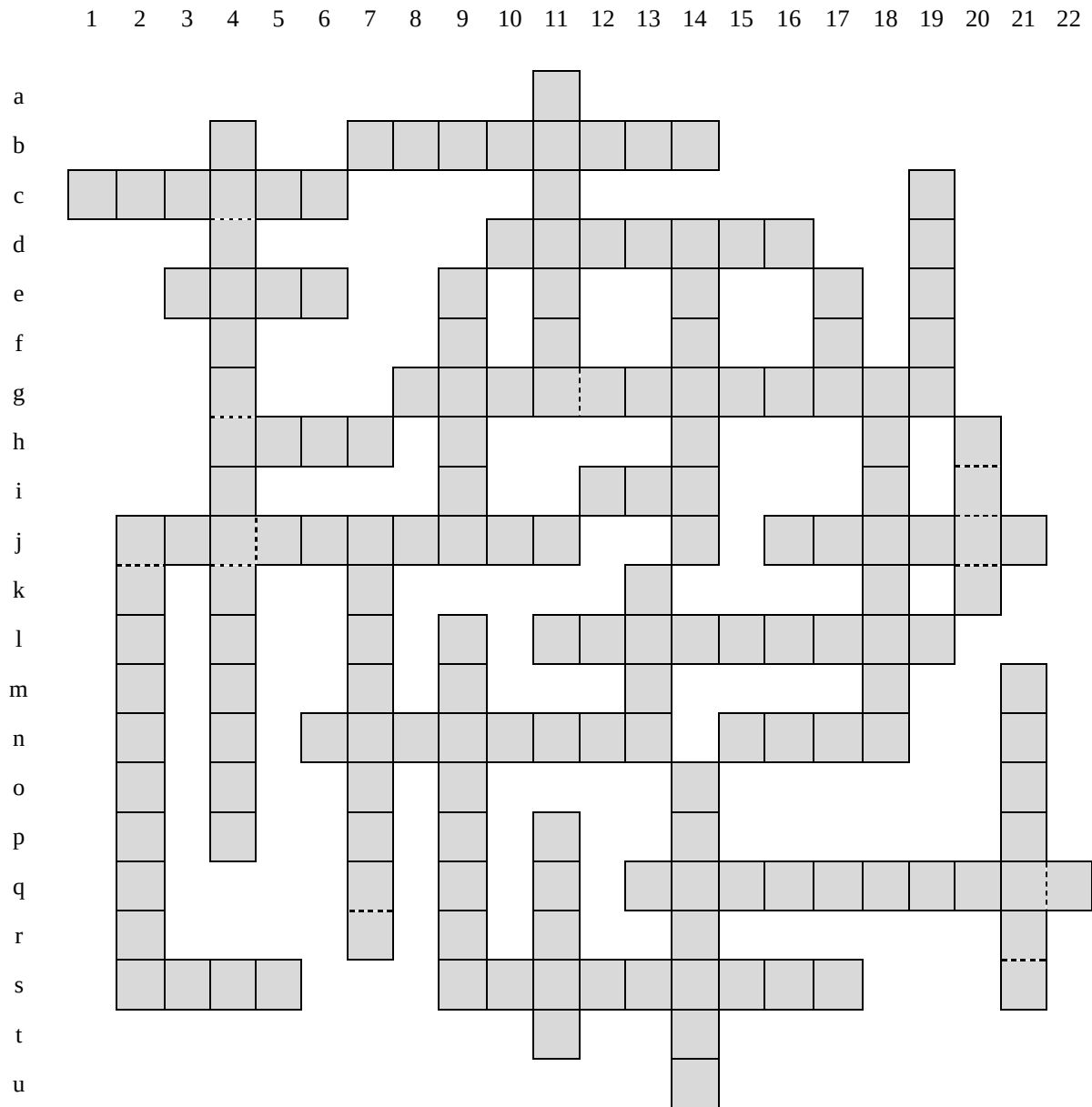
Tous les membres du « groupe combustion », dont **14d**, pour ses commentaires et ses convictions, **b7**, pour sa
passion pour la recherche, **18g**, pour son écoute et ses retours, **c1**, pour son amabilité et ses idées, ainsi que
plus généralement, l'ensemble des membres du CETHIL pour nos échanges au cours de ces 5 années,

Tous les **g8**, pour tous ces moments de pure adrénaline passés ensemble dans la sueur, la boue et la nuit,
qui font qu'on est content d'en baver et d'oublier la thèse,

Tous les membres de l'**20h**, pour leur énergie débordante de câlins,
et tous ceux du collectif organisateur d'**4b**, pour m'avoir épaulé dans ce projet mené de front avec le doctorat,
et grâce à qui nos efforts ont abouti avec succès à la création de cet évènement,

j2, pour continuer à se soucier de moi, et à m'aider dès qu'ils le peuvent,

i12, pour sa présence permanente à mes côtés et son soutien sans faille.



et comme la grille ne permet pas l'exhaustivité et que j'ai tâché de contenir la longueur des définitions, je rajouterai un grand merci à tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont accompagné dans cette étape et ont contribué à l'avancée de ces travaux.

Liste des Publications

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont donné lieu à plusieurs publications et communications scientifiques listées ci-dessous.

Articles de Revues Scientifiques (cf. Annexe E)

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, F. André, M. Kühni, D. Escudié, “Burner lip temperature and stabilization of a non-premixed jet flame”, *Experimental Thermal and Fluid Sciences* **56**: 45–52 (2014).

S. Lamige, J. Min, C. Galizzi, F. André, F. Baillot, D. Escudié, K.M. Lyons, “On preheating and dilution effects in non-premixed jet flame stabilization”, *Combustion and Flame* **160**: 1102–1111 (2013).

Congrès avec Actes

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, F. André, M. Kühni, D. Escudié, “On heat transfer in the stabilization zone of an attached methane flame in air coflow”, *15th International Heat Transfer Conference*, 10–15 août 2014, Kyoto, Japon (IHTC15-9980).

S. Lamige, C. Galizzi, M. Kühni, D. Escudié, “Transferts thermiques dans la zone de stabilisation d'une flamme non-prémélangée attachée : effets de la conductivité thermique du brûleur”, *Congrès Français de Thermique SFT*, 3–6 juin 2014, Villeurbanne, France.

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, F. André, M. Kühni, D. Escudié, “Burner lip temperature and stabilization of a non-premixed jet flame”, *8th Mediterranean Combustion Symposium*, 8–13 septembre 2013, Çeşme, İzmir, Turquie.

S. Lamige, C. Galizzi, D. Escudié, F. André, M. Kühni, K.M. Lyons, “Influence of heat transfer on jet flame stabilization”, *6th European Combustion Meeting*, 25–28 juin 2013, Lund, Suède.

S. Lamige, C. Galizzi, F. André, D. Escudié, “Influence du préchauffage des réactants sur la stabilisation des flammes non-prémélangées”, *X^{ème} Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes*, 20–22 juin 2011, Saguenay, Canada.

S. Lamige, C. Galizzi, F. André, D. Escudié, “Influence de la température initiale des réactants sur la stabilisation d'une flamme non-prémélangée méthane/air”, *Congrès Français de Thermique 2011*, Perpignan, France, 24–27 mai 2011.

S. Lamige, C. Galizzi, J. Min, J. Perles, F. André, F. Baillot, D. Escudié, “Effect of reactant preheating on the stability of non-premixed methane/air flames”, *Proceedings of the 14th International Heat Transfer Conference (Vol. 3)*, Washington, DC, États-Unis, 8–13 août 2010 (IHTC14-22938) 205–210.

Journées Scientifiques et Congrès sans Actes

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, F. André, M. Kühni, D. Escudié, “Considérations thermiques dans la zone de stabilisation d’une flamme-jet attachée sur les lèvres d’un brûleur”, *Journées SFT-GDR ACCORT-GFC en rayonnement thermique et couplages rayonnement-combustion*, 6–7 février 2014, Villeurbanne, France.

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, M. Kühni, E. Mathieu, D. Escudié, “Effets du préchauffage des réactants sur les phénomènes d’extinctions locales, de coupure et de suspension de flamme”, *Journée des Doctorants en Combustion, GFC*, 29 novembre 2012, Villeurbanne, France.

S. Lamige, M. Kühni, L. Ouahbi, C. Galizzi, F. André, D. Escudié, “Visualization of local extinctions in preheated non-premixed CH₄/air jet flame by simultaneous OH-PLIF and CH*-chemiluminescence”, *Symposium (International) on Combustion* **34**, Varsovie, Pologne, 29 juillet–3 août 2012 (Work-in-Progress Poster).

S. Lamige, C. Galizzi, D. Escudié, “Stabilité et stabilisation d’une flamme-jet non-prémélangée : influence de la température initiale des réactants”, *Journée des Doctorants en Combustion, GFC*, 15 décembre 2011, Chatenay-Malabry, France.

J. Min, **S. Lamige**, C. Galizzi, F. Baillot, J. Perles, É. Domingues, M. Talbaut, F. André, B. Patte-Rouland, D. Escudié, “Liftoff and extinction of non-premixed CH₄/air flames in a hot diluted coflow”, *Symposium (International) on Combustion* **33**, Beijing, Chine, 1^{er}–6 août 2010 (Work-in-Progress Poster).

Table des matières

Chapitre I	Contexte et positionnement de l'étude	1
I.1	<i>La combustion au sein d'enjeux planétaires</i>	2
I.2	<i>Problématique de la stabilisation des flammes : vers une meilleure prise en compte des conditions aux limites thermiques.....</i>	5
I.3	<i>Les flammes-jets non-prémélangées.....</i>	6
I.3.1.	Vision classique d'une flamme de diffusion.....	7
I.3.2.	Description aérodynamique d'une flamme-jet.....	9
I.4	<i>Démarche et moyens adoptés en vue d'une analyse du rôle relatif de la thermique dans les mécanismes de stabilisation</i>	14
I.4.1.	Paramètres de nature aérodynamique	17
I.4.2.	Paramètres de nature thermique.....	17
I.4.3.	Paramètres de nature chimique	18
I.5	<i>Couplages aérothermochimiques</i>	19
I.5.1.	Quels sont les couplages ?	20
I.5.2.	Comprendre le rôle des couplages dans les mécanismes de stabilisation	22
I.6	<i>Un cadre propice à l'étude.....</i>	24
I.7	<i>Plan du mémoire</i>	26
Chapitre II	Analyse locale de la flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur	29
II.1	<i>Approche aérodynamique – Localisation du bout de flamme</i>	33
II.1.1.	Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'extérieur (région I & I→II)	37
II.1.2.	Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'intérieur (régions II–III)	39
II.1.3.	Vision d'ensemble de la localisation et du mouvement du bout de flamme	43
a)	Mécanismes déterminés pour la stabilisation du bout de flamme	44
b)	Repositionnement vis-à-vis de la littérature	44
c)	Synthèse de l'analyse locale du mouvement du bout de flamme	47
II.2	<i>Approche thermique</i>	49
II.2.1.	Effets de la température initiale des réactants sur la position du bout de flamme	50
II.2.2.	Analyse de la température de la lèvre	54
II.2.2.1.	Couplage entre température de lèvre et position du bout de flamme	54
II.2.2.2.	Effet d'un préchauffage	61
II.2.2.3.	Influence de l'émissivité du brûleur	63
II.2.2.4.	Influence de la conductivité thermique du brûleur	64
a)	Effets sur les transferts thermiques.....	65
b)	Effets sur la localisation du bout de flamme	70
II.3	<i>Approche chimique de la phase gazeuse</i>	76
II.4	<i>Conclusion</i>	83

Chapitre III	Décrochage d'une flamme attachée et transitions entre régimes de stabilisation	87
III.1	<i>Modification du phénomène d'hystérésis sous l'effet d'un préchauffage des réactants</i>	<i>92</i>
III.2	<i>Phénomènes transitoires : décrochage et extinctions locales.....</i>	<i>100</i>
III.2.1.	<i>Évolution du processus de transition vers le régime de flamme suspendue avec l'augmentation de la température initiale des réactants.....</i>	<i>109</i>
III.2.2.	<i>Lien entre processus de décrochage et phénomènes d'extinction locale</i>	<i>123</i>
III.3	<i>Phénomène de flamme coupée</i>	<i>133</i>
III.4	<i>Stabilisation des flammes suspendues.....</i>	<i>142</i>
III.5	<i>Couplage dilution/préchauffage</i>	<i>145</i>
III.5.1.	<i>Limite de décrochage obtenue par dilution au CO₂ avec préchauffage</i>	<i>147</i>
III.5.2.	<i>Comparaison avec d'autres diluants</i>	<i>150</i>
III.6	<i>Conclusion</i>	<i>155</i>
Chapitre IV	Conclusion et Perspectives	161
IV.1	<i>Synthèse des apports à la compréhension des mécanismes de stabilisation via l'étude des couplages aérothermochimiques.....</i>	<i>161</i>
IV.2	<i>Perspectives</i>	<i>167</i>
Annexe A	Dispositif Expérimental	175
A-1.	<i>Alimentation en air</i>	<i>175</i>
A-2.	<i>Alimentation en méthane.....</i>	<i>177</i>
A-3.	<i>Chambre de combustion</i>	<i>177</i>
A-4.	<i>Débitmétrie</i>	<i>179</i>
A-5.	<i>Préchauffage.....</i>	<i>180</i>
A-6.	<i>Dilution de l'oxydant</i>	<i>181</i>
A-7.	<i>Brûleur.....</i>	<i>183</i>
Annexe B	Thermométrie et Comportement Thermique du Foyer	187
B-1.	<i>Mesures de température.....</i>	<i>187</i>
B-1.1.	<i>Rappel du principe de mesure par couple thermoélectrique</i>	<i>187</i>
B-1.2.	<i>Mise en œuvre</i>	<i>187</i>
B-2.	<i>Caractérisation et analyse du comportement thermique du foyer</i>	<i>193</i>
Annexe C	Diagnostics Optiques.....	201
C-1.	<i>Visualisation directe</i>	<i>201</i>
C-2.	<i>Chimiluminescence</i>	<i>202</i>
C-2.1.	<i>Principe</i>	<i>202</i>
C-2.2.	<i>Mise en œuvre</i>	<i>202</i>
C-2.3.	<i>Post-traitement</i>	<i>204</i>
C-3.	<i>Fluorescence Induite par Laser (LIF-OH)</i>	<i>209</i>
C-3.1.	<i>Principe</i>	<i>209</i>
C-3.2.	<i>Mise en œuvre</i>	<i>211</i>

C-3.3. Post-traitement – Extinctions locales	215
C-4. Vélométrie par Images de Particules (PIV)	216
C-4.1. Principe	216
C-4.2. Mise en œuvre.....	216
C-5. Ombroscopie	219
C-5.1. Principe	219
C-5.2. Mise en œuvre.....	219
Annexe D Rattachement d’une Flamme Suspendue	221
D-1. Bouffées turbulentes isothermes	221
D-2. Bouffées turbulentes en écoulement réactif.....	222
D-3. Transitions et rattachement d’une flamme-jet.....	224
Annexe E Publications issues des présents travaux.....	229
E-1. Article se rapportant au Chapitre II.....	229
E-2. Article se rapportant au Chapitre III	237
Références	247

Liste des Figures

Fig. I.1 : (a) Photographie d'une flamme-jet et (b) schéma de principe	7
Fig. I.2 : Profils radiaux de concentration caractéristiques d'une flamme non prémélangée	8
Fig. I.3 : Structure interne d'une flamme non-prémélangée	9
Fig. I.4 : Cartographie de stabilité d'une flamme-jet et régimes de combustion associés	10
Fig. I.5 : Position du point de rupture d'une flamme de diffusion en fonction de la vitesse d'injection	11
Fig. I.6 : Photographies illustrant différents régimes de combustion	12
Fig. I.7 : Schéma du dispositif expérimental.....	16
Fig. I.8 : Représentation schématique des principaux paramètres considérés.	16
Fig. I.9 : Représentation schématique des couplages aérothermochimiques.	21
Fig. I.10 : Modification des couplages aérothermochimiques par changement de la nature du brûleur	23
Fig. I.11 : Modification des couplages aérothermochimiques par préchauffage.....	23
Fig. I.12 : Modification des couplages aérothermochimiques par dilution.	24
Fig. II.1 : Coupe schématique de la zone réactive et du brûleur	30
Fig. II.2 : Images de chimiluminescence CH* de flammes méthane/air attachées	34
Fig. II.3 : Évolution de l'angle du bout de flamme en fonction du ratio de vitesses.	35
Fig. II.4 : Positionnement du bout de flamme relativement au brûleur.....	36
Fig. II.5 : Hauteur et rayon d'attachement en fonction de la vitesse d'injection du combustible	37
Fig. II.6 : Hauteur et rayon d'attachement en fonction des ratios de vitesses et de quantités de mouvement.	38
Fig. II.7 : Hauteur d'attachement en fonction du nombre de Reynolds du jet.	40
Fig. II.8 : Champ de vitesses moyennes dans la zone de stabilisation ; $U_{\text{fuel}} = 10,7 \text{ m.s}^{-1}$ (région III).	42
Fig. II.9 : Évolution des vitesses absolue (V) et radiale (V_r). Cas réactif et non réactif	43
Fig. II.10 : Comparaison des hauteurs d'attachement mesurées (brûleur Al_2O_3) avec Min et al. [154]	45
Fig. II.11 : Comparaison de hauteurs d'attachement mesurées dans diverses configurations expérimentales	46
Fig. II.12 : Évolution de la position du bout de flamme en fonction de la vitesse du jet	48
Fig. II.13 : Effets du préchauffage sur l'évolution de la hauteur d'attachement	50
Fig. II.14 : Évolution de la hauteur d'attachement en fonction du préchauffage	51
Fig. II.15 : Effets du préchauffage sur l'évolution du rayon d'attachement	52
Fig. II.16 : Évolution du rayon d'attachement à la suspension en fonction du préchauffage	53
Fig. II.17 : Évolution de la température de la lèvre du brûleur (Al_2O_3) en fonction de la vitesse d'injection	55
Fig. II.18 : Température de la lèvre du brûleur en fonction de Re_δ	56
Fig. II.19 : Évolution relative de la température de la lèvre et de la hauteur d'attachement.	57
Fig. II.20 : Champs de température mesurés (brûleur Al_2O_3) en fonction de la vitesse du jet	58
Fig. II.21 : Comparaison du rayon d'attachement déterminé.....	59
Fig. II.22 : Gradients thermiques déterminés dans la région III côté air, côté combustible et côté brûleur.....	60
Fig. II.23 : Illustration de l'évolution de la température de la lèvre à l'allumage.	61
Fig. II.24 : Effets du préchauffage sur la température de lèvre en fonction de la vitesse d'injection	62
Fig. II.25 : Émissivité des brûleurs UC-310 (ϵ_1) et BC-310 (ϵ_2).	63
Fig. II.26 : Impact de l'émissivité du brûleur sur la température de la lèvre.	64
Fig. II.27 : Conductivité thermique (à 295 K) des différents matériaux utilisés.	65
Fig. II.28 : Influence de la conductivité thermique sur l'évolution de la température de la lèvre	66
Fig. II.29 : Évolution de la température maximale de la lèvre en fonction de la conductivité thermique du brûleur.	67
Fig. II.30 : Évolution de la température des lèvres adimensionnée par sa valeur maximale.....	67
Fig. II.31 : Évolution comparative de la température de la lèvre et du flux thermique conductif.....	68
Fig. II.32 : Température de lèvre et flux conductif à la suspension en fonction de la conductivité thermique	69
Fig. II.33 : Influence de la conductivité sur l'évolution de la position du bout de flamme.....	70

Fig. II.34 : Exemples de coincement frontal (a–b), latéral (c) ou en cavité (d).	72
Fig. II.35 : Hauteur d’attachement en fonction du taux de dilution relatif	77
Fig. II.36 : Température de la lèvre en fonction du taux de dilution relatif	78
Fig. II.37 : Évolution des propriétés réactives sous l’effet de la dilution.	78
Fig. II.38 : Hauteur d’attachement en fonction de la vitesse de flamme prémélangée à la stœchiométrie	80
Fig. II.39 : Température de la lèvre et écart absolu avec la température adiabatique de flamme	81
Fig. II.40 : Flux de chaleur conductif entre la flamme et le brûleur en fonction de la vitesse de flamme	82
Fig. II.41 : Schéma simplifié des couplages aérothermochimiques en présence de dilution.	83
Fig. III.1 : Évolution de la hauteur de stabilisation d’une flamme-jet en fonction de la vitesse d’injection	89
Fig. III.2 : Vitesses de suspension et de rattachement et nombres de Reynolds ($Re_{Di} = U_{fuel}D_i/\nu_{fuel}(T_{fuel})$) associés	90
Fig. III.3 : Vitesses de suspension et de rattachement pour plusieurs conditions de préchauffage	92
Fig. III.4 : Nombre de Reynolds du jet associés aux transitions de la fig. III.3.	93
Fig. III.5 : Valeurs déterminées pour le coefficient de puissance en température	95
Fig. III.6 : Vitesses critiques en fonction du préchauffage.	96
Fig. III.7 : Coefficient de détermination R^2 obtenu pour les vitesses critiques	98
Fig. III.8 : Vitesses critiques adimensionnées par $S_{L,st}$	99
Fig. III.9 : Deux comportements de suspension d’une flamme	101
Fig. III.10 : Interaction entre le taux de déformation et la zone de réaction	102
Fig. III.11 : Représentation schématique de la structure (profil de température) d’une flammelette	103
Fig. III.12 : Diagramme d’allumage et d’extinction d’une flamme de diffusion	106
Fig. III.13 : Séquence chronologique du processus de décrochage à température ambiante.	108
Fig. III.14 : Séquence chronologique du processus de décrochage à $T_{ox,ref} = 450$ K.	110
Fig. III.15 : Séquence chronologique du processus de décrochage à $T_{ox,ref} = 600$ K.	111
Fig. III.16 : Exemples de détermination de la largeur apparente L_{app}	112
Fig. III.17b : Séquence chronologique du décrochage à $T_{ox,ref} = 800$ K.	116
Fig. III.18 : Séquence chronologique du processus de décrochage à $T_{ox,ref} = 1000$ K.	118
Fig. III.19 : Évolution du rapport des temps caractéristiques de mélange et chimiques au décrochage	119
Fig. III.20 : Représentation schématique des différents processus de suspension observés.	120
Fig. III.21 : Schéma d’évolution du processus de suspension en fonction de la température initiale.	122
Fig. III.22 : Exemples d’images présentant des extinctions locales.	123
Fig. III.23 : Exemples de diagrammes de dispersion de la température en fonction de la fraction de mélange ..	124
Fig. III.24 : Caractérisation des extinctions locales : position de début et fin ; longueur	125
Fig. III.25 : Longueur cumulée normalisée d’extinctions locales en fonction du préchauffage	126
Fig. III.26 : Localisation de l’origine spatiale des extinctions locales dans des conditions précédant le décrochage	127
Fig. III.27 : Exemples d’images à $U_{fuel}/U_{fuel,lift} = 97\%$ représentatives du processus de transition	129
Fig. III.28 : Représentation schématique 3D d’un décrochage partiel du bout de flamme.	130
Fig. III.29 : Exemples d’extinctions locales	131
Fig. III.30 : Trois catégories de flammes présentant une absence de réaction dans la zone du point de rupture.	133
Fig. III.31 : Extinctions locales généralisées au point de rupture lors du processus de suspension de type II	134
Fig. III.32 : Extinctions locales généralisées au point de rupture lors d’un cas (e) de flamme attachée résiduelle	135
Fig. III.33 : Exemples d’images de flamme coupée ($T_{ox,ref} = 1000$ K).	136
Fig. III.34 : Extinctions locales généralisée au point de rupture lors d’un cas de flamme coupée stable	137
Fig. III.35 : Illustration des dimensions caractéristiques d’une flamme coupée.	138
Fig. III.36 : Évolution des dimensions caractérisant une flamme coupée	139
Fig. III.37 : Exemples d’interaction entre les parties attachée et décrochée	139
Fig. III.38 : Transport (a) ou extinction (b) d’une poche réactive entre les parties attachée et décrochée	142
Fig. III.39 : Hauteur de suspension mesurée en fonction de la vitesse débitante du jet combustible	143

Fig. III.40 : Évolution de la température de la lèvre en fonction de la vitesse du jet pour une flamme suspendue	144
Fig. III.41 : Taux de dilution en CO ₂ au décrochage en fonction de la vitesse débitante du jet.....	147
Fig. III.42 : Taux critique de dilution en CO ₂ en fonction du nombre de Reynolds du jet	149
Fig. III.43 : Taux critique de dilution en CO ₂ adimensionné par le rapport de vitesses de propagation	149
Fig. III.44 : Évolution de l'importance relatives des conditions aérothermochimiques au décrochage	150
Fig. III.45 : Taux de dilution critique en fonction de la vitesse débitante du jet combustible pour quatre diluants	152
Fig. III.46 : Taux de dilution critique avec préchauffage prenant en compte le coefficient K_{dil}	153
Fig. III.47 : Dépendance en température des capacités thermiques molaires et de K_{dil}	154
Fig. A.1 : Schéma du montage expérimental et du plan de sa présentation dans les annexes.	175
Fig. A.2 : Schéma du dispositif présentant la veine d'alimentation en air et la chambre de combustion.	176
Fig. A.3 : Courbe de transmission de l'Herasil® 102.....	178
Fig. A.4 : Photographie illustrant l'isolation de la partie basse du foyer.	181
Fig. A.5 : Comparaison des limites de stabilité obtenues par augmentation du taux de dilution ou de la vitesse.....	182
Fig. A.6 : Emissivité de l'acier inoxydable réfractaire brut (UC-310, ϵ_1) ou revêtu (BC-310, ϵ_2).	184
Fig. A.7 : Embout	184
Fig. A.8 : Variations de la conductivité thermique des matériaux de brûleur avec la température	186
Fig. B.1 : Schéma de positionnement des thermocouples de parois.	188
Fig. B.2 : Vues en coupe du brûleur avec positionnement des thermocouples.	189
Fig. B.3 : Profils de températures mesurés au sein de l'embout ss-310.	190
Fig. B.4 : Coefficients de détermination R^2 déterminés sur les profils de la fig. B.3.....	191
Fig. B.5 : Températures de paroi mesurées en fonction de la vitesse débitante d'injection.....	193
Fig. B.6 : Températures de paroi mesurées en fonction de la position axiale	194
Fig. B.7 : Schéma simplifié du comportement thermique du foyer.	195
Fig. B.8 : Températures de paroi mesurées en fonction de la vitesse d'injection ($T_{ox,ref} = 600$ K).	196
Fig. B.9 : Gradients de température de paroi pour $T_{ox,ref} = 600$ K.....	197
Fig. B.10 : Évolution des conditions aux limites thermiques à pleine capacité du préchauffeur	198
Fig. B.11 : Isolation thermique de la chambre de combustion.	198
Fig. B.12 : Température du jet combustible en fonction de la vitesse d'injection.	199
Fig. B.13 : Écarts de température oxydant-combustible en fonction de la vitesse du jet combustible.	200
Fig. C.1 : Photographies illustrant différents régimes de combustion	201
Fig. C.2 : Spectre de transmission du filtre utilisé en chimiluminescence CH*.	204
Fig. C.3 : (a) Image brute ; (b) Image déconvoluée ; (c) Image déconvoluée avec masque.	205
Fig. C.4 : Illustration des mesures de hauteur et rayon d'attachement.	205
Fig. C.5 : Illustration des mesures de hauteur de suspension.....	206
Fig. C.6 : Illustration de la détermination des dimensions caractéristiques d'une flamme coupée.	207
Fig. C.7 : Spectre d'excitation du radical OH.....	210
Fig. C.8 : Spectre d'émission des transitions du système de bandes A-X du radical OH	210
Fig. C.9 : Absorption de la Rhodamine 6G en solution d'éthanol.....	211
Fig. C.10 : Émission (fluorescence) de la Rhodamine 6G en solution d'éthanol	212
Fig. C.11 : Spectre de transmission du filtre utilisé en LIF-OH.	213
Fig. C.12 : Schéma de la visualisation simultanée LIF-OH et chimiluminescence CH*	214
Fig. C.13 : Chronogramme de la synchronisation des images de LIF-OH et de chimiluminescence CH*.....	214
Fig. C.14 : (a) Image brute ; (b) Image contrastée ; (c) Image binarisée ; (d) Mesures.	215
Fig. C.15 : Photo du montage d'ombroscopie.....	220

Fig. D.1 : Séquence chronologique de 10 images, écoulement non réactif sans préchauffage.	222
Fig. D.2 : Séquence chronologique de 12 images, écoulement réactif (sans préchauffage).	223
Fig. D.3 : Séquence chronologique du rattachement de la flamme après réduction de la vitesse du jet	225
Fig. D.4 : Séquence chronologique du rattachement de la flamme après réduction de la vitesse du jet	225
Fig. D.5 : Différentes topologies de flamme pour des mêmes conditions aérodynamiques $Re_{Di} = 2301$	227
Fig. D.6 : Séquence chronologique de 8 images. Bouffée turbulente à l'échelle de la flamme pour $Re_{Di} = 2301$	227

Liste des Tableaux

Tab. II.1 : Grandeurs obtenues en fonction des conditions de dilution	79
Tab. III.1 : Coefficient de détermination R^2 obtenu pour les vitesses de rattachement et de suspension	96
Tab. III.2 : Conditions d'obtention du décrochage, figs. III.13 à III.18.....	113
Tab. A.1 : Débitmètres BROOKS utilisés.	179
Tab. A.2 : Facteurs de Gaz.....	179
Tab. A.3 : Principales caractéristiques des préchauffeurs employés.....	180
Tab. A.4 : Écarts de température	182
Tab. A.5 : Caractéristiques des différents brûleurs employés	185
Tab. C.1 : Principales conditions d'acquisition des images de chimiluminescence.....	203
Tab. C.2 : Principales caractéristiques des caméras utilisées lors des mesures de chimiluminescence.	204
Tab. C.3 : Incertitudes de mesures.....	208
Tab. C.4: Principales caractéristiques de l'oxyde de zirconium	217

Nomenclature

Caractéristiques

- des gaz
- spatiales
- temporelles
- dynamiques
- thermiques
- autres

• A	Constante paramétrique pour H_a avec dilution (éq. (II.2), p. 76)	—
• a	Taux d'étirement	s^{-1}
• a_q	valeur critique à l'extinction	—
• A_{fuel}	Section de passage du jet	m^2
• $C_{P,m}$	Capacité thermique molaire	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
• $C_{P,m,dil}$	du diluant dil	—
• $C_{P,m,ox(dil)}$	de l'oxydant dilué par le diluant dil	—
• $\mathcal{D}$	Diffusivité massique	$m^2.s^{-1}$
• D_i	Diamètre intérieur du brûleur	m
• d_{inter}	Distance entre la lèvre du brûleur et un 2 nd thermocouple en amont	m
• H	Hauteur de stabilisation	m
• H_a	d'attachement (<i>flamme attachée</i>)	—
• H_a°	en conditions non diluées	—
• $H_{a,min}$	valeur minimale	—
• H_D	de la partie décrochée (<i>flamme coupée</i>)	—
• H_L	de suspension (<i>flamme suspendue</i>)	—
• K_{dil}	Coefficient d'un diluant relativement au CO_2 , $K_{dil} = (Q_{CO_2}/Q_{air})_{lift}/(Q_{dil}/Q_{air})_{lift}$	—
• l	Longueur du tube	m
• Δl	allongement	—
• l_0	à T_0	—
• L	Longueur	m
• L_A	de la partie attachée (<i>flamme coupée</i>)	—
• L_C	de coupure (<i>flamme coupée</i>)	—
• L_{app}	Largeur apparente de flamme	m
• M_i	Masse molaire de l'espèce i	$g.mol^{-1}$
• MR	Ratio de quantité de mouvement, $MR = (U_{fuel}^2 \rho_{fuel})/(U_{ox}^2 \rho_{ox})$	—
• n	Indice de réfraction	—
• P_{atm}	Pression atmosphérique	Pa
• Q	Débit	$NL.min^{-1}$
• Q_{air}	d'air	—
• Q_{dil}	du diluant dil	—
• Q_{fuel}	de combustible	—
• Q_{ox}	d'oxydant	—

• $Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}}$	Taux de dilution	—
$(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$	valeur critique au décrochage	
• $\dot{Q}_{\lambda}$	Flux thermique conductif unidimensionnel	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$\dot{Q}_{\lambda\text{-gaz}}$	entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur	
$\dot{Q}_{\lambda\text{-tube}}$	dans le tube	
$\dot{Q}_{\lambda\text{-tube, lift}}$	valeur au décrochage	
• r, θ, z	Coordonnées cylindriques (radiale, angulaire, axiale) du repère attaché au brûleur	m, °, m
• r_a	Rayon d'attachement	m
$r_{a, \text{lift}}$	valeur au décrochage	
$r_{a, \text{max}}$	valeur maximale	
• s	Fraction stœchiométrique	
• S_1, S_2	Composantes principales d'étirement (positive), de compression (négative)	s^{-1}
• S_L	Vitesse de propagation de flamme prémélangée laminaire	m.s^{-1}
$S_{L, \text{st}}$	à la stœchiométrie	
$S_{L, \text{st}}^{\circ}$	en conditions non diluées	
$S_{L, \text{st}, 0}$	en conditions non préchauffées (à T_0)	
• t	Temps	s
t_0	référence des temps	
t_{lift}	instant du décrochage	
• T	Température	K
ΔT	écart ($T - T_0$)	
T_0	ambiante (de référence, sans préchauffage)	
T_{ai}	d'autoinflammation	
T_{bis}	du tube à la distance d_{inter} de la lèvre	
T_{fuel}	du jet combustible	
T_{lip}	de la lèvre	
$T_{\text{lip, lift}}$	au décrochage	
$T_{\text{lip, max}}$	valeur maximale	
T_m	moyenne de mélange, $T_m = (T_{\text{ox}} + T_{\text{fuel}})/2$	
T_{ox}	de l'écoulement coaxial oxydant	
$T_{\text{ox, ref}}$	de référence (= niveau de préchauffage)	
T_s	de consigne du préchauffeur	
T_{st}	à la stœchiométrie (<i>flammelette</i>)	
T_{ad}	température adiabatique de flamme	
T_q	valeur critique à l'extinction	
T_w	de surface (paroi)	

• U	Vitesse	m.s^{-1}
U_{air}	débitante d'air	
U_{fuel}	débitante du jet combustible	
$U_{\text{fuel},\text{lim}}$	valeur en limite de stabilité $\text{lim} \in \{\text{lift} ; \text{a}\}$	
$U_{\text{fuel},\text{lim}}$	valeur en limite de stabilité $\text{lim} \in \{\text{lift} ; \text{a}\}$	
$U_{\text{fuel},\text{a}}$	au rattachement	
$U_{\text{fuel},\text{lift}}$	au décrochage	
$U_{\text{fuel},\text{lim}}^{\circ}$	dans des conditions non diluées	
$U_{\text{fuel},\text{lim},0}$	dans des conditions non préchauffées (à T_0)	
U_{ox}	débitante de l'écoulement coaxial oxydant	
• V	Vitesse locale	m.s^{-1}
V_r	composante radiale	
V_{amont}	apparente de déplacement (<i>amont d'un îlot réactif</i>)	
V_{aval}	apparente de déplacement (<i>aval d'un îlot réactif</i>)	
• x	Taux de dilution relatif, $x = (Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})/(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$	–
• Y_i	Fraction massique de l'espèce i	–
Y_i^0	dans les conditions aux limites	
• Z	Fraction de mélange	–
Z_{st}	à la stœchiométrie	
• $z_{\text{bout-fl}}$	Position axiale du bout de flamme	m
• α	Diffusivité thermique (<i>gaz</i>)	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
• α	Coefficient de dilatation thermique (<i>brûleur</i>)	K^{-1}
• α, β, γ	Coefficients paramétriques pour le taux de dilution critique (éq. (II.1), p. 76)	s.m^{-1} , s.m^{-1} , –
• α_s	Exposant de puissance en température (pour $S_{L,\text{st}}$)	–
• β	Angle formé au bout de flamme	°
• δ	Épaisseur de la lèvre du brûleur	m
• δ_q	Distance de coïncement	m
• $\varepsilon, \varepsilon_1, \varepsilon_2$	Émissivité	–
• λ	Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
λ_{burner}	du brûleur	
λ_{st}	d'un mélange stœchiométrique	
• μ	Viscosité dynamique	Pa.s
• ν	Viscosité cinématique (diffusivité de quantité de mouvement), $\nu = \mu/\rho$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
• ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
• τ	Temps caractéristique	s
τ_c	de la chimie	
τ_d	de diffusion	
τ_m	de mélange	
• ν_i	Coefficient stœchiométrique de l'espèce i	mol.mol^{-1}
• ϕ	Richesse	–
• χ	Taux de dissipation scalaire	s^{-1}
χ_{st}	à la stœchiométrie	
χ_q	valeur critique à l'extinction	
χ_i	valeur critique à l'allumage	

Indices

0	en conditions non préchauffées (à T_0)
burner	matériau du brûleur (<i>cf. tab. A.5, p. 185</i>)
dil	diluant
Ar	argon
CO ₂	dioxyde de carbone
N ₂	azote
{CO ₂ + Ar}	mélange de CO ₂ et d'Ar de $C_{p,m}$ égal à celui de N ₂
fuel	jet combustible
i	espèce
F	combustible
O	oxydant
lim	limite de stabilité
a	rattachement
lift	décrochage (<i>lift-off, blow-off</i>)
ox	écoulement coaxial oxydant
st	mélange en conditions stœchiométriques

Nombres adimensionnels

Da	Nombre de Damköhler, $Da = \tau_c/\tau_m$
Ka	Nombre de Karlovitz, $Ka = Da^{-1} = (S_{L,st}^2/\nu)/a$
Le	Nombre de Lewis, $Le = \alpha/\mathcal{D}$
Pr	Nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$
Re	Nombre de Reynolds
Re_{Di}	du jet, basé sur D_i , $Re_{Di} = U_{fuel}D_i/\nu_{fuel}$
Re_δ	« de lèvre », basé sur δ , $Re_\delta = U_{fuel}\delta/\nu_{fuel}$
Sc	Nombre de Schmidt, $Sc = \nu/\mathcal{D}$

Chapitre I Contexte et positionnement de l'étude

I.1	<i>La combustion au sein d'enjeux planétaires</i>	2
I.2	<i>Problématique de la stabilisation des flammes : vers une meilleure prise en compte des conditions aux limites thermiques.....</i>	5
I.3	<i>Les flammes-jets non-prémélangées.....</i>	6
I.3.1.	<i>Vision classique d'une flamme de diffusion.....</i>	7
I.3.2.	<i>Description aérodynamique d'une flamme-jet.....</i>	9
I.4	<i>Démarche et moyens adoptés en vue d'une analyse du rôle relatif de la thermique dans les mécanismes de stabilisation</i>	14
I.4.1.	<i>Paramètres de nature aérodynamique</i>	17
I.4.2.	<i>Paramètres de nature thermique.....</i>	17
I.4.3.	<i>Paramètres de nature chimique</i>	18
I.5	<i>Couplages aérothermochimiques</i>	19
I.5.1.	<i>Quels sont les couplages ?</i>	20
I.5.2.	<i>Comprendre le rôle des couplages dans les mécanismes de stabilisation</i>	22
I.6	<i>Un cadre propice à l'étude.....</i>	24
I.7	<i>Plan du mémoire</i>	26

Chapitre I Contexte et positionnement de l'étude

I.1 La combustion au sein d'enjeux planétaires

Nous vivons dans un monde fini aux ressources finies.

Nous vivons dans un monde d'hyperconsommation.

Nous (les hommes, habitants de la planète Terre) vivons dans un monde (physique) fini aux ressources (matérielles) finies.

Nous (les mêmes hommes, pour la plupart, qui composent nos sociétés, pour ne pas dire la société, tant la mondialisation pourrait permettre une telle généralisation), vivons dans un monde (anthropique) d'hyperconsommation (matérielle).

Ces deux constats semblent inconciliables dans l'issue qu'ils laissent entrevoir. Néanmoins, si le premier est immuable, le second ne dépend que de nous (les hommes).

Ce monde d'hyperconsommation où nous vivons donne la priorité à la possession (à l'« avoir »), au profit et à l'apparence, créant ainsi de nombreux besoins, pour beaucoup artificiels, que nous nous efforçons naturellement de satisfaire.

Mais la satisfaction des besoins individuels de tous est difficilement compatible avec notre monde où la (densité de) population est croissante. En outre, cette densification requiert une véritable politique du « vivre ensemble », et surtout une implication de chacun en ce sens, vers un effort collectif. Cette démarche apparaît antinomique avec le comportement individualiste induit par notre société de consommation, même si ce comportement peut être inconscient, conformiste ou contraint. Si jamais l'acte de consommation comme « réalisation de soi » se fait au détriment des autres, cette attitude peut tendre vers l'égoïsme, au prix parfois de nuisances envers autrui via son environnement. Or, « la liberté consiste à faire tout ce qui ne nuit pas à autrui ». Si cette interprétation de la Déclaration des Droits de l'Homme et du Citoyen ([47], art. 4) peut faire discussion dont il n'est pas lieu de débattre ici, il est cependant indispensable d'observer certains principes. Chacun a notamment le droit de vivre dans un environnement équilibré et respectueux de la santé. De même, toute personne a le devoir de prendre part à la préservation de l'environnement, et se doit de prévenir les atteintes qu'elle est susceptible de porter à l'environnement ou, à défaut, d'en limiter les conséquences. En France, ces principes ont été repris dans la Charte de l'Environnement ([35], arts. 1 à 3), inscrite dans le préambule de la Constitution française [44]. En pratique, malheureusement, nombreux encore sont les actes anticonstitutionnels.

Pour autant, la solution (si tenté que l'on puisse parler d'une solution unique) n'est pas nécessairement d'opter pour une décroissance. Mais plutôt que de vouloir à tout prix la « croissance pour la croissance », il s'agit d'adopter une attitude raisonnée. En ce sens, la Charte de l'Environnement promeut d'ailleurs le développement durable, où le développement économique et le progrès social sont associés dans un triptyque avec la protection de l'environnement ([35], art. 6). Sur ce dernier point spécifiquement, la Charte de l'Environnement affirme encore que la recherche doit apporter son concours en ce sens ([35], art. 9).

Mais la recherche ne fait pas tout. Si elle est nécessaire, il ne l'est pas moins que de faire des efforts personnels de consommation raisonnée et responsable, ou de consommer responsable, mais aussi, en un sens, de civisme. Ces « efforts » dont il vient d'être question, une prise de conscience peut les transformer en réflexes, à l'inverse d'autres, mauvais, inconsciemment acquis et inculqués par un monde pollué par la publicité.

Des signes prometteurs existent, à travers notamment les réseaux « parallèles » qui se mettent en place à diverses échelles et sur divers sujets : réseaux d'économie solidaire et alternative, seconde vie des objets voire des déchets, retour au partage et à l'échange de services, etc.

Toutefois, au vu des mentalités et des habitudes encore trop largement instaurées à l'heure actuelle, il est évident que l'inversion de la tendance, inversion qui se doit en outre d'accompagner une nécessaire transition énergétique, n'a aucune chance d'être une transition de rupture. S'il est souhaitable de conserver l'espoir qu'un tel changement puisse aboutir, il convient de faire preuve de pragmatisme face à la situation, et de s'attendre à une évolution lente et laborieuse. Mais non pas d'attendre cette évolution. Il est important d'y participer activement, de la promouvoir, l'encourager, et de l'accompagner, dans la mesure de ses moyens.

En l'absence de révolution technique en la matière, cet accompagnement doit également se faire d'un point de vue énergétique. Car qui dit croissance et consommation dit production, qui dit augmentation de la population et mondialisation dit transport, et qui dit production et transport dit énergie. Notre monde d'hyperconsommation est donc aussi un monde de consommation d'énergie. Et de fait, de récents rapports intergouvernementaux confirment le tiraillement que subit aujourd'hui le contexte planétaire, entre des besoins énergétiques croissants, et les recommandations essentiellement environnementales auxquelles sont associées certaines réglementations :

- d'une part, selon les estimations du scénario central de l'Agence Internationale de l'Énergie, la demande énergétique mondiale devrait augmenter de plus d'un tiers sur la période s'étendant jusqu'à 2035 [2], en lien logique avec la croissance de la population et son aspiration à hausser son niveau de vie, ce besoin fût-il futile ou justifié ;
- d'autre part, et c'est tant mieux, les considérations environnementales imposent une réduction des émissions polluantes à plusieurs niveaux ; ceci concerne en effet aussi bien un polluant global tel que le CO₂, qui est une des sources majeures contribuant au changement climatique à l'échelle planétaire [100], que les polluants locaux comme les oxydes d'azote (NO_x), qui peuvent s'avérer plus nocifs à échelle régionale et contraignent les états à prendre des mesures directives [30]. S'il est utopique de vouloir atteindre la pollution zéro (« *prévenir les atteintes à l'environnement* »), il est louable de souhaiter s'en rapprocher (« *en limiter les conséquences* »). Et c'est aussi à ce niveau que peut intervenir, entre autres, la recherche.

Une large part de la conversion d'énergie mondiale s'effectue grâce à la combustion, que ce soit à l'échelle domestique (p. ex. chaudières), dans des fours ou des brûleurs industriels, ou encore au sein de moteurs dans le domaine des transports.

Le rôle joué par la combustion dans nos sociétés (passées, actuelles et futures) rend donc indispensable sa prise en considération pour tenter de concilier ces deux aspects apparemment contradictoires du contexte mondial.

Après la réduction des consommations (sobriété, [9]), une des principales voies de diminution des émissions de CO₂ passe par une efficacité énergétique accrue, également en faveur d'une utilisation plus rationnelle des ressources énergétiques. De même, la réduction à la source des autres émissions polluantes nécessite une meilleure maîtrise des conditions de combustion, à chaque instant, dans l'ensemble du foyer.

Pour répondre à ces différents besoins, les technologies de combustion se doivent d'évoluer continûment. C'est ainsi qu'en vue de faire des économies de combustible, des brûleurs régénératifs ont initialement été conçus, utilisant une recirculation d'une partie de la chaleur produite pour préchauffer les réactants [235]. Cette recirculation de chaleur peut être réalisée par le biais d'échangeurs, mais aussi grâce à une recirculation de gaz brûlés. Selon le taux de recycle, les conditions peuvent éventuellement conduire à l'obtention d'un régime de combustion dit « sans flamme » (*flameless combustion*) [29,46,109,241], qui permet alors simultanément une augmentation de l'efficacité énergétique et une réduction des émissions polluantes [145].

Mais le rendement de combustion et la production de polluants ne sont pas les seules problématiques intervenant dans les applications de combustion, et d'autres questions sont aussi à prendre en compte, parmi lesquelles l'effet du confinement. Les écoulements sont en effet le plus souvent confinés, et il est important de connaître l'influence qui peut en résulter sur le processus de combustion. Si cette question est plus ou moins déterminante selon les applications, elle gagne en importance avec la tendance à l'augmentation de la densité énergétique ; elle devient même cruciale avec l'augmentation du ratio surface/volume dans les applications de micro-combustion [62,103], un autre exemple d'évolution technologique, mue par une demande croissante de production d'énergie décentralisée et surtout portable.

Les applications de combustion font également face à une très large diversité de combustibles, aussi bien solides que gazeux ou liquides, impliquant parfois des phénomènes de combustion hétérogène ou de combustion diphasique. Cette diversité de combustible s'est fortement accrue ces dernières années, avec le développement et l'introduction de nouveaux combustibles, en particulier issus d'une transformation de la biomasse tels que les biocarburants [1,49]. Mais l'utilisation de ces biocarburants nécessite de prendre en compte l'effet de propriétés parfois spécifiques sur le processus de combustion, incluant les performances du brûleur et les émissions polluantes [1,125].

Aux enjeux liés à l'efficacité énergétique et aux émissions polluantes, s'ajoutent donc bien d'autres questions qui se posent en réalité dans les applications réelles, contribuant ainsi à la complexité de la problématique : il peut s'agir comme nous l'avons abordé de problèmes liés au confinement ou à la nature du combustible, mais aussi d'autres problèmes liés au caractère fortement turbulent des écoulements, à des instabilités de combustion, à la stabilisation des flammes, ou encore des problèmes liés à l'acoustique ainsi qu'à la sécurité.

Au final, l'ensemble de ces problématiques doit systématiquement être pris en compte dans le développement des technologies de combustion et leur nécessaire adaptation en fonction de l'évolution des besoins et des contraintes. Mais l'intégration requise des diverses problématiques nécessite toujours de mieux comprendre les phénomènes physiques qui régissent la combustion et les flammes, compréhension fondamentale sans laquelle tous les développements ne seraient possibles.

I.2 Problématique de la stabilisation des flammes : vers une meilleure prise en compte des conditions aux limites thermiques

La compréhension fine des différents phénomènes physiques qui sont au cœur des processus de combustion requiert un traitement en profondeur, qui ne peut être obtenu qu'à travers une approche scientifique. Pour être résolues, les différentes problématiques demandent le plus souvent à être dissociées. Il convient alors d'adopter une démarche et une configuration les mieux adaptées à l'étude de chaque problématique considérée.

Il existe en pratique de nombreuses configurations possibles, mais quelle que soit celle considérée, la combustion fait intervenir, outre la chimie, d'autres phénomènes physiques importants tels que les transferts de chaleur, ou encore les transferts de masse, pour partie liés à la mécanique des fluides [21]. C'est pourquoi le terme *aérothermochimie*, introduit par von Kármán, est utilisé pour désigner l'étude des écoulements gazeux avec production et transfert de chaleur et réaction chimique [58]. Ainsi, un milieu réactif comporte de nombreux couplages *aérothermochimiques*.

Il est alors nécessaire de comprendre ces couplages, et d'évaluer l'importance relative de chacun des phénomènes *aérodynamiques*, *thermiques* et *chimiques*, car celle-ci a ensuite un impact considérable sur de nombreux indicateurs tels que l'efficacité de combustion ou la production de polluants, mais aussi sur une question d'intérêt tant fondamental que pratique qu'est la stabilisation des flammes.

Cette problématique de la stabilisation des flammes reste en effet cruciale pour de nombreuses raisons. Il s'agit tout d'abord d'une question de sécurité, puisque de la stabilisation dépendent notamment les limites de stabilité d'une flamme. En aucun cas il n'est souhaitable que la flamme quitte sa position de stabilisation de manière non contrôlée, que ce soit par soufflage de la flamme, avec comme conséquence une dispersion de gaz frais réactants pouvant ensuite créer des conditions explosives, ou bien par un retour de flamme si les réactants sont prémélangés, avec dans ce cas de forts risques d'endommagement du brûleur. Une fois allumée, la flamme doit donc pouvoir rester stable, sans nécessairement un apport extérieur d'énergie autre que celui ayant servi à son allumage. L'étude des mécanismes de stabilisation des flammes cherche donc à comprendre dans quelles conditions et pourquoi la stabilisation est obtenue. Mais les conditions de stabilisation doivent également être remplies au cours de toutes les phases transitoires d'opération d'un brûleur, que ces phases soient volontaires comme au cours de l'allumage, de l'extinction ou d'une modulation de puissance, ou bien involontaires en cas d'une variation significative de la composition du combustible par exemple.

Par ailleurs, des problèmes de stabilisation peuvent également entraîner des instabilités de combustion, parfois à l'origine de problèmes acoustiques.

Sur un autre plan, la connaissance des mécanismes de stabilisation est utile pour le dimensionnement des brûleurs, en particulier en ce qui concerne la sélection des matériaux relativement à la durée de vie envisagée des éléments qu'il est souhaitable de préserver. Cette durée de vie dépend en effet de l'interaction thermique entre la flamme et le brûleur ou l'élément considéré. À son tour, cette interaction est elle-même fonction de la position de stabilisation de la flamme, dont résultent les contraintes thermiques appliquées au brûleur. D'une manière plus générale, il est donc nécessaire de pouvoir évaluer correctement la distribution de température au sein d'un foyer de combustion et de ses parois. En retour, il est important de bien prendre en compte ces conditions aux limites thermiques, afin de savoir dans quelle mesure elles peuvent contribuer à modifier la stabilisation de la flamme.

Ainsi, la compréhension de la stabilisation des flammes apparaît donc fondamentale, tant d'un point de vue de la sécurité que concernant des aspects davantage opérationnels (phases transitoires, instabilités, contraintes thermiques...).

En pratique, dans de nombreuses applications, les problèmes de sécurité évoqués (essentiellement le risque de retour de flamme) conduisent souvent à un fonctionnement en combustion non-prémélangée. En effet, la mise en œuvre de ce mode de combustion est facilitée, car elle ne requiert pas les mêmes contraintes et précautions qui sont de rigueur dès lors que la combustion est prémélangée. Ce mode de combustion est donc largement utilisé, et sera également celui considéré dans la présente étude.

Dans ce contexte général, le présent travail s'inscrit donc comme une poursuite des recherches menées au sein de la communauté scientifique de la combustion. Parmi les principaux objectifs, il s'agit d'améliorer la compréhension des mécanismes de stabilisations des flammes non-prémélangées, en contribuant à l'évaluation de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques. En particulier, l'influence des conditions aux limites thermiques est examinée sur la stabilisation des flammes non-prémélangées.

I.3 Les flammes-jets non-prémélangées

Cette étude est donc consacrée aux flammes non-prémélangées, encore appelées flammes de diffusion en référence à la diffusion moléculaire nécessaire au mélange du combustible et de l'oxydant. À la différence des flammes prémélangées pour lesquelles un mélange préalable existe entre les réactants, la mise en contact du combustible et de l'oxydant apparaît donc ici comme un élément-clef de la combustion non-prémélangée. Selon l'application, différentes configurations d'injection sont alors possibles, en fonction de l'orientation relative des écoulements gazeux de combustible et d'oxydant. Si certaines configurations s'avèrent parfois plus complexes (e.g., injection multiple), d'autres en revanche peuvent présenter une géométrie plus simple, alors assimilable selon les cas à une situation d'axisymétrie, 2D, voire 1D, souvent plus adaptées aux études scientifiques de la structure interne de la flamme ou des différents mécanismes physiques du processus de combustion. Au final, à ces différentes configurations de brûleurs correspondent autant de cas de stabilisation.

Parmi ces différentes situations de flammes stabilisées sur un brûleur, une flamme-jet représente un cas d'étude usuel des flammes non-prémélangées. Il s'agit d'un jet de combustible débouchant directement soit dans de l'air ambiant, soit dans un écoulement coaxial oxydant (le plus souvent de l'air). Un tel jet simple reste représentatif de nombreuses applications réelles, tout en s'affranchissant d'un ou plusieurs degrés de complexité supplémentaires rencontrés en pratique. De plus, cette géométrie élémentaire et axisymétrique facilite une analyse fondamentale des phénomènes physiques et donc des couplages aérothermochimiques ; c'est pourquoi elle a été retenue ici pour l'étude des mécanismes de stabilisation.

Une illustration de cette configuration académique est présentée dans la fig. I.1, qui regroupe une visualisation directe issue du dispositif expérimental utilisé dans cette étude, accompagnée d'un schéma de principe.

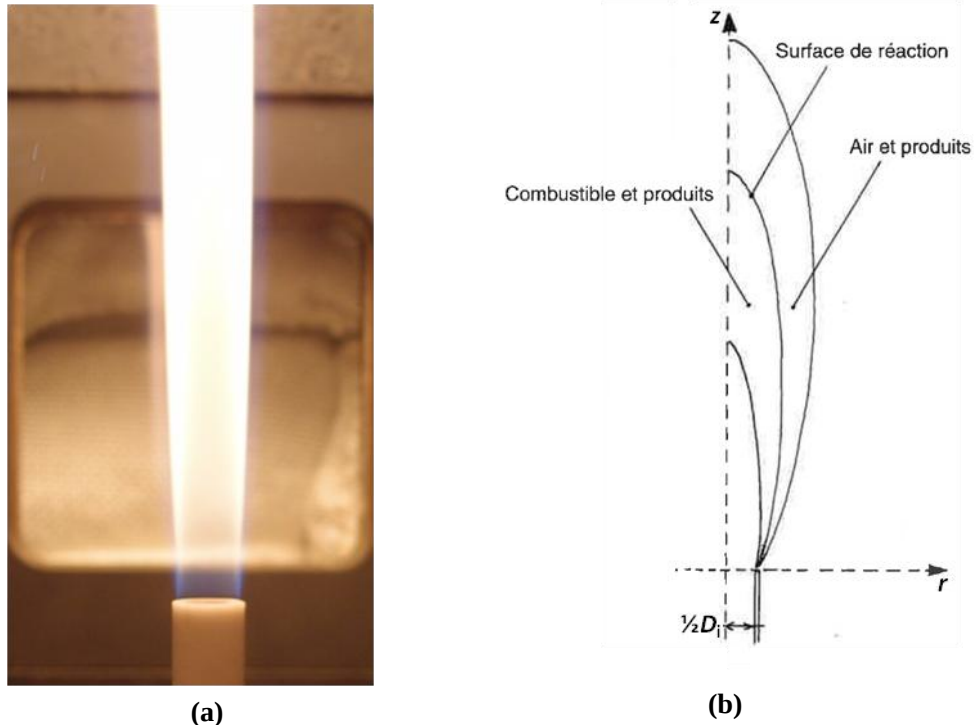


Fig. I.1 : (a) Photographie d'une flamme-jet et (b) schéma de principe (d'après [21]).

Avant d'aborder notre problématique traitant de l'influence des conditions aux limites thermiques sur la stabilisation des flammes-jets, il est nécessaire de faire un rappel sur l'état des connaissances pour ce type de flamme. De même, il est important de bien comprendre quelles sont les démarches scientifiques qui ont permis d'aboutir à l'établissement de ces connaissances, et ce afin de mieux définir notre propre démarche tout en la repositionnant vis-à-vis des études préalables.

I.3.1. Vision classique d'une flamme de diffusion

Dans ce type de flamme, nous avons vu que l'une des principales problématiques réside dans la mise en contact des espèces réactives. Les phénomènes de diffusion moléculaire qui y participent dépendent notamment des gradients de concentration des espèces concernées. La connaissance de ces gradients est alors nécessaire à la compréhension de ces flammes dites de diffusion. Si l'on s'intéresse aux concentrations des différentes espèces le long d'une ligne radiale (selon r), il est alors possible de tracer un profil caractéristique [95] comme sur la fig. I.2 [121].

Il est utile d'introduire pour l'étude des flammes de diffusion une grandeur dénommée la fraction de mélange, qui « peut être définie simplement comme la proportion, en un point et à un instant, de fluide issu de l'écoulement de combustible » [21]. Cette grandeur représente donc le pourcentage massique de combustible (à la fois brûlé et non-brûlé) dans un mélange gazeux [121], et est classiquement explicitée selon l'expression suivante [176] :

$$Z = \frac{sY_F - Y_O + Y_O^0}{sY_F^0 + Y_O^0} \quad (\text{I.1})$$

où Y_i est la fraction massique de l'espèce i , les indices F et O représentant respectivement le combustible et l'oxydant, et l'exposant ^{0} représentant les conditions aux limites. s est la fraction stœchiométrique définie par :

$$s = \frac{\nu_{OM_O}}{\nu_{FM_F}} \quad (I.2)$$

où ν_i est le coefficient stœchiométrique de l'espèce i et M_i sa masse molaire. Sous l'hypothèse d'une réaction irréversible infiniment rapide, la valeur de la fraction de mélange à la stœchiométrie (Z_{st}) s'obtient quand les concentrations massiques du combustible comme de l'oxydant sont nulles, soit :

$$Z_{st} = \frac{1}{1 + \frac{sY_F^0}{Y_O^0}} \quad (I.3)$$

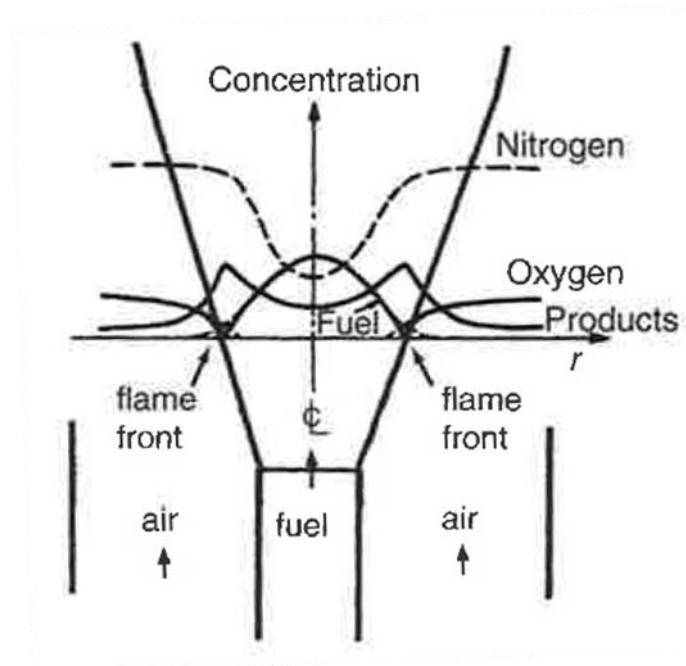


Fig. I.2 : Profils radiaux de concentration caractéristiques d'une flamme non prémélangée [121].

Il est alors possible de représenter la structure interne d'une flamme de diffusion dans l'espace des fractions de mélange (fig. I.3). Une situation extrême, en l'absence de réaction, correspond à un mélange non réactif (diffusion pure) ; l'autre situation extrême correspond au cas réactif le plus simple, avec l'hypothèse d'une réaction irréversible infiniment rapide.

Cette structure interne d'une flamme de diffusion, établie pour une flamme laminaire, peut sous certaines conditions être utilisée dans un cas turbulent pour décrire des portions de flamme élémentaires. Ces éléments de flamme sont alors appelés « flammelettes » [172], qui nécessitent pour que ce concept puisse s'appliquer que la zone de réaction (épaisseur de la flammelette) soit fine devant les échelles de la turbulence [21,176].

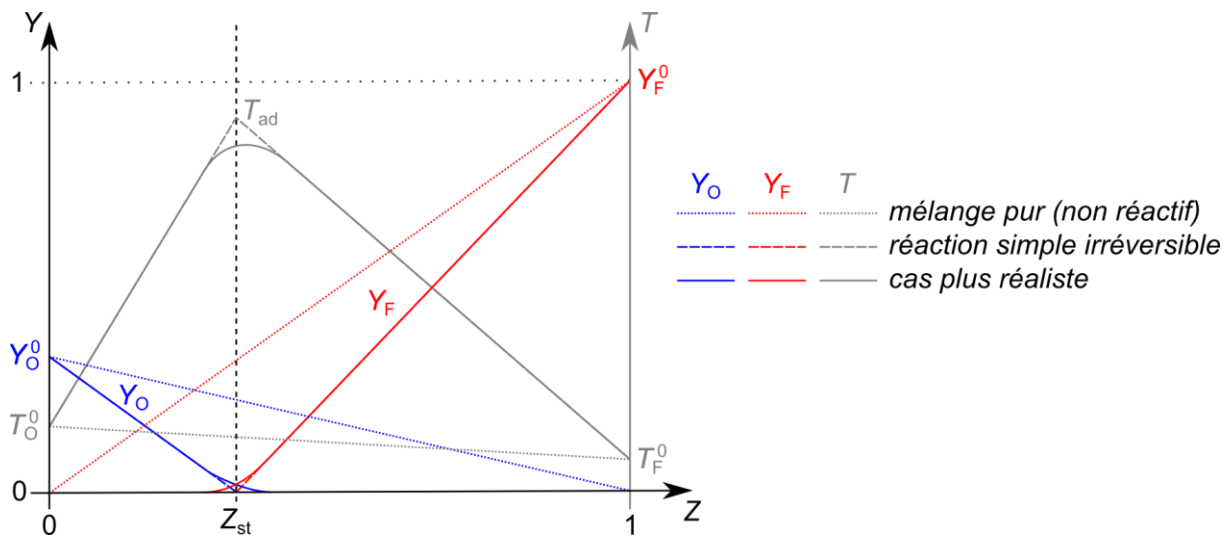


Fig. I.3 : Structure interne d'une flamme non-prémélangée (combustible/air) en fonction de la fraction de mélange, d'après [21].

L'hypothèse d'une réaction irréversible infiniment rapide, avec d'autres (mélange uniquement par diffusion, diffusivité massique unique...), a facilité la première approche théorique de ce type de flamme, développée en 1928 par Burke et Schumann [26]. Ces auteurs ont abouti à la définition de ce qu'ils appellent un front de flamme, où se produit la combustion, et qu'ils ont pu traiter comme une surface géométrique en utilisant l'hypothèse, dans le cas d'une chimie infiniment rapide, que l'oxygène et le gaz combustible ne peuvent coexister – d'où sa dénomination parfois rencontrée « *mixed-is-burnt* ». Le front de flamme est alors défini comme « le lieu des points où le ratio des taux de diffusion, vers l'extérieur pour le combustible et vers l'intérieur pour l'oxygène, atteint la valeur requise pour une combustion stœchiométrique ». L'analyse mathématique conduite par Burke et Schumann leur a permis de résoudre l'équation de la surface de flamme, dont ils ont pu tirer une relation pour la longueur de flamme (définie comme la position axiale sur l'axe de symétrie du brûleur à laquelle la fraction de mélange prend sa valeur stœchiométrique). La réussite de leur approche théorique a été permise grâce à certaines hypothèses fortes mais indispensables, malgré lesquelles la corrélation qu'ils ont établie pour la longueur de flamme s'est avérée relativement bien en cohérence avec leurs résultats expérimentaux. Ces travaux pionniers marquent le début d'une longue série d'études, qui s'est poursuivie tant sur les plans théorique qu'expérimental puis numérique, grâce aussi à une évolution des approches scientifiques.

I.3.2. Description aérodynamique d'une flamme-jet

Par la suite, différentes démarches ont été utilisées pour améliorer la compréhension des flammes-jets non-prémélangées, initialement axées sur une approche principalement aérodynamique. Plusieurs possibilités sont alors offertes pour modifier les conditions aérodynamiques et en déduire leur importance relative, en particulier en faisant varier les vitesses d'injection des écoulements gazeux réactants, aussi bien du jet combustible que de l'écoulement coaxial d'air, mais aussi via une modification de la géométrie du brûleur.

Une façon simple de caractériser ces flammes est en effet de réaliser une cartographie, selon les vitesses relatives des écoulements gazeux réactants, des différents « aspects » ou états que peut prendre la flamme. Ces états correspondent en réalité à différents régimes de stabilisation possibles, au

sein desquels divers phénomènes physiques (flottabilité, instabilités, aérodynamique, mélange...) ont chacun un rôle tantôt prépondérant tantôt négligeable, à l'origine de mécanismes de stabilisation distincts. Plusieurs auteurs ont réalisé de telles cartographies [14,15,130,167,207,228,242], dont l'une d'elles est présentée sur la fig. I.4.

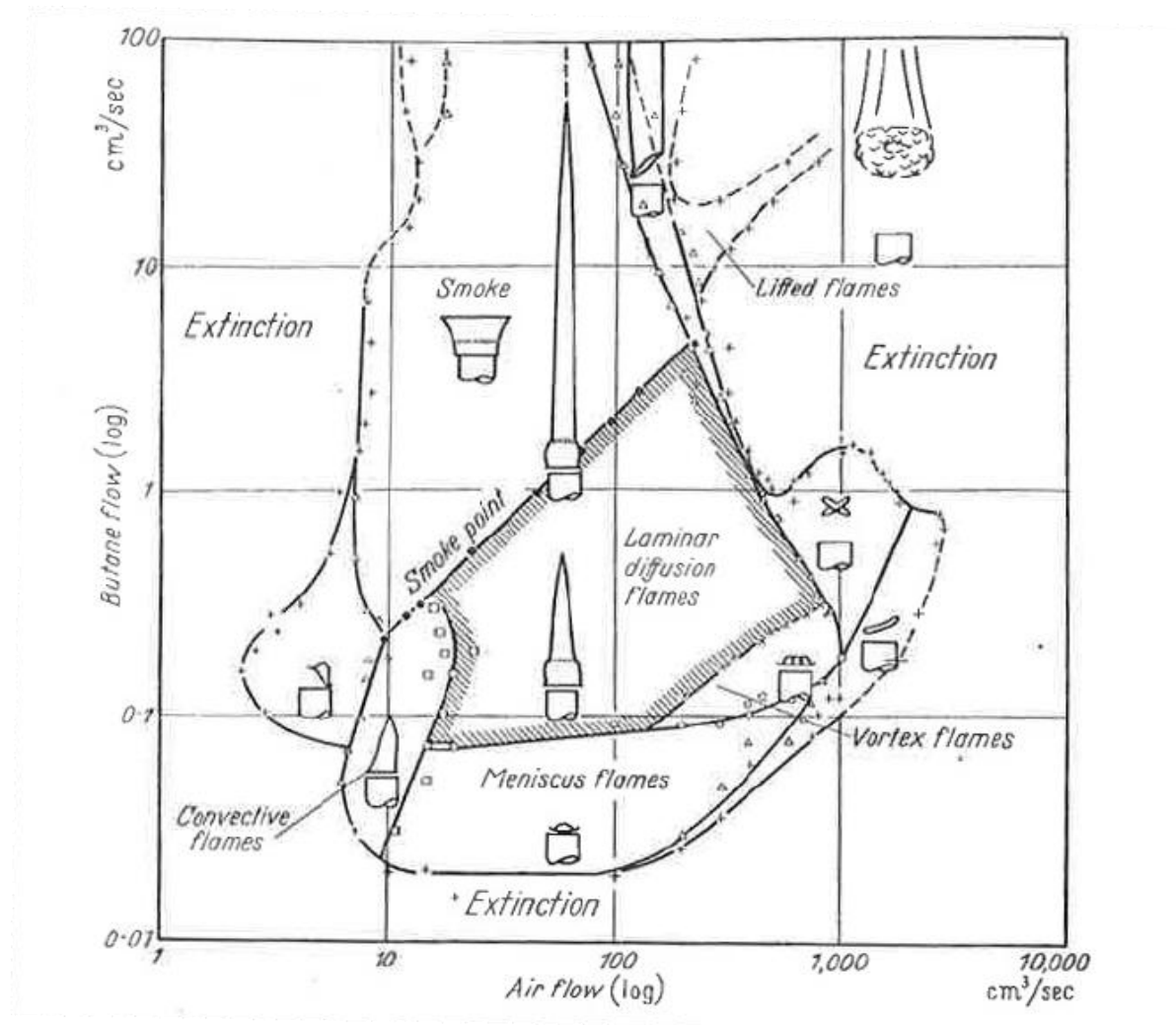


Fig. I.4 : Cartographie de stabilité d'une flamme-jet et régimes de combustion associés [15].

Parmi les différents régimes de combustion ainsi rencontrés, celui de flammes attachées laminaires (*laminar diffusion flames* sur la fig. I.4) ou plus généralement de flammes attachées a été le plus étudié initialement. Une fois de plus, ces études ont abordé la compréhension des phénomènes physiques régissant ce type de flamme sur des bases de nature principalement aérodynamique.

En particulier, sous l'effet d'une augmentation de la vitesse du jet combustible, le caractère initialement laminaire d'une flamme attachée évolue vers un comportement turbulent. Cette transition ne s'effectue cependant pas de manière globale sur l'ensemble de la flamme, mais intervient axialement à la position dite du point de rupture (*breakpoint* en anglais). Plusieurs études [95,192,205,216,218] se sont intéressées à la position de ce point de rupture en fonction notamment des conditions aérodynamiques, mais aussi selon le caractère réactif ou non-réactif de l'écoulement. En effet, le dégagement de chaleur au sein de la zone de réaction induit une augmentation importante de la viscosité cinématique, d'un facteur 8 pour le méthane entre 300 K et 1000 K. Malgré des valeurs élevées du nombre de Reynolds du jet, basé sur les conditions d'injection ($Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$), cet accroissement des effets visqueux peut entraîner, proche de la sortie du brûleur, une relaminarisation

du jet au voisinage de la flamme [131,240]. Davantage en aval en revanche, au-delà du point de rupture, l'importance relative de ces effets visqueux diminue devant celle des forces d'inertie. En effet, des instabilités de type Kelvin-Helmholtz (induites par le cisaillement entre les écoulements interne et externe, de vitesses et masses volumiques distinctes), ou bien des tourbillons issus de la turbulence interne du jet, ont le temps de se développer et gagnent en intensité. La flamme peut alors en être affectée, continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par ces mouvements turbulents [21]. C'est pour ces raisons que la partie amont de la flamme présente toujours un aspect uniforme exempt de plissements, usuellement qualifié de laminaire, par opposition à la partie turbulente de la flamme qui se développe en aval du point de rupture. Un nombre de Reynolds effectif, basé sur les paramètres locaux des gaz (valeurs moyennes intégrales) au point de rupture tel que préconisé par exemple par Takahashi et al. [205], peut alors s'avérer plus approprié pour caractériser la transition d'une flamme laminaire à une flamme turbulente.

L'évolution, avec l'augmentation de la vitesse du jet, de la position du point de rupture est présentée sur la fig. I.5 [95]. Pour les plus faibles vitesses d'injection, la flamme est intégralement laminaire. Lorsque la vitesse continue d'augmenter, un point de rupture apparaît, initialement proche de l'extrémité aval de la flamme. Sa position axiale décroît ensuite fortement avec la vitesse du jet, dans une région dite de transition. Pour des vitesses du jet plus élevées, la position axiale du point de rupture ne décroît que très faiblement tout en restant relativement proche du brûleur.

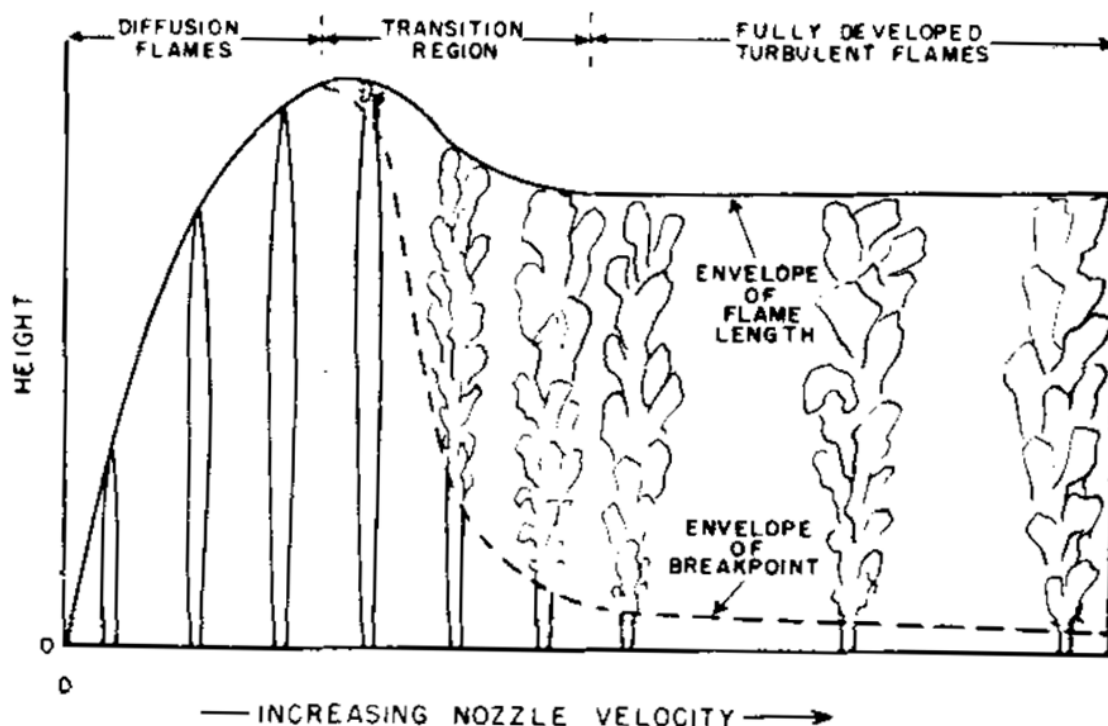


Fig. I.5 : Position du point de rupture d'une flamme de diffusion en fonction de la vitesse d'injection [95].

Une augmentation de la vitesse d'injection du combustible vers des valeurs encore plus élevées entraîne un décrochage [206] de la flamme initialement attachée (fig. I.6a), qui peut dans certains cas conduire à l'obtention d'un régime de flamme suspendue (*lifted flames* sur la fig. I.4), pour lequel une stabilisation de la flamme est possible en aval dans l'écoulement, tel qu'illustré sur la fig. I.6b.

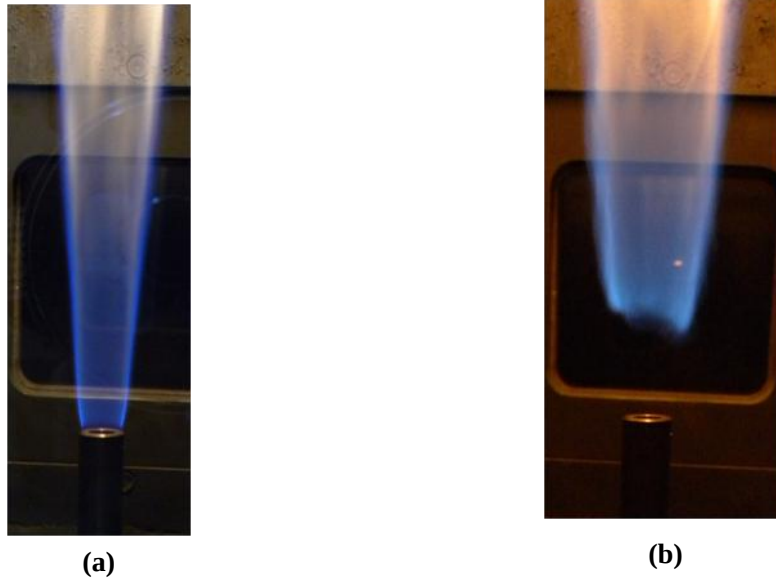


Fig. I.6 : Photographies illustrant différents régimes de combustion dans la configuration expérimentale utilisée pour cette étude. (a) Flamme attachée ; (b) flamme suspendue.

La stabilisation des flammes suspendues a attiré l'attention de nombreux chercheurs, dont les travaux ont pu être synthétisés : [41,126,141]. Ces revues ont mis en évidence l'existence de plusieurs théories pouvant expliquer les mécanismes de stabilisation en régime suspendu. Ces théories peuvent être regroupées en trois principales catégories : **(a)** le modèle prémélangé ; **(b)** le modèle du taux de dissipation scalaire critique et **(c)** le modèle de larges *eddies* (structures tourbillonnaires) ou de mélange aux grandes échelles.

Le modèle prémélangé considère que l'écoulement à la base de la flamme suspendue est (*a minima* partiellement) prémélangé. Le bord de flamme peut par conséquent se propager vers l'amont, et la stabilisation s'opère à l'endroit où la vitesse de propagation de la flamme est égale (en valeur absolue) à la vitesse locale de l'écoulement. Les travaux de Kalgatghi [107], parmi de nombreux autres, s'appuient sur ce modèle.

Le modèle du taux de dissipation scalaire critique est quant à lui basé sur l'extinction de flammelettes de diffusion par des valeurs trop élevées du taux de dissipation scalaire, ce dernier augmentant avec le gradient de la fraction de mélange. La flamme se stabilise alors à la position axiale pour laquelle le taux de dissipation scalaire (qui diminue vers l'aval) chute en deçà d'une valeur critique, et c'est un concept avancé entre autres par Donnerhack et Peters [51].

Enfin le modèle de larges *eddies* ou modèle de mélange aux grandes échelles, étayé notamment par Miake-Lye et Hammer [150], s'appuie sur les structures tourbillonnaires d'écoulement organisé aux grandes échelles. La flamme se stabilise alors en connexion avec les larges *eddies* successifs, « passant » d'une structure à celle juste amont avec le flux de l'écoulement organisé.

Lorsque la flamme est suspendue, l'absence de zone réactive entre le brûleur et la base de la flamme entraîne la disparition de l'effet de relaminarisation du jet dans cette région de l'écoulement, permettant la formation de structures turbulentes. Il est alors nécessaire, pour retrouver un état de flamme attachée, de redescendre la vitesse du jet bien en deçà de celle ayant conduit à la suspension. Ce comportement est donc caractérisé par un phénomène d'hystérésis, initialement mis en évidence par Scholefield et Garside [192] et dont la compréhension a également fait l'objet d'autres études [43,48,72,78,135,195,220,221,242].

Une importante question concerne l'influence des conditions initiales aérodynamiques dans la zone d'attachement sur la stabilisation de la flamme. Comme mentionné plus haut, un paramètre régulièrement considéré pour traiter cette question est la géométrie du brûleur. Des études similaires à celles conduites en faisant varier la vitesse du jet (limites de stabilité et cartographie des régimes de stabilisation, stabilisation des flammes attachées et décrochage, ...) ont été menées en faisant varier différents paramètres (p. ex. [5]) : le diamètre interne du brûleur, sa longueur amont (qui influe sur le profil de vitesses), la géométrie de sa section ou encore le profil ou l'épaisseur de sa lèvre.

Ce dernier point en particulier, l'épaisseur de la lèvre du brûleur, joue un rôle primordial sur la stabilisation d'une flamme attachée, ainsi qu'il a été démontré dans plusieurs études [167,207,228]. Otakeyama et al. [167] ont en effet mis en évidence un comportement distinct de la flamme au décrochage selon l'épaisseur de la paroi séparant les écoulements gazeux combustible et oxydant : par comparaison avec des lèvres plus fines, une flamme stabilisée sur une lèvre suffisamment épaisse conserve un état attachée pour des vitesses d'injections plus élevées ; en revanche, son décrochage conduit plus systématiquement au soufflage direct de la flamme (*blow-off*), sans stabilisation aval dans un état intermédiaire de flamme suspendue comme observé sur lèvres fines. Cette différence de comportement met en exergue une modification des mécanismes de stabilisation en fonction des conditions aérodynamiques dans la zone d'attachement, ainsi qu'une influence des conditions de décrochage sur la stabilisation des flammes suspendues.

Outre l'effet de l'épaisseur de la lèvre, les mécanismes de stabilisation d'une flamme attachée ont été discutés à plusieurs reprises dans la littérature. Il est souvent considéré que la stabilisation est obtenue par la combustion d'un volume de gaz prémélangés résultant du contact direct entre l'air et le combustible derrière la lèvre du brûleur [111]. En effet, plusieurs auteurs estiment qu'il existe, proche de la paroi séparatrice des écoulements, une région au sein de laquelle les temps caractéristiques de la chimie peuvent, en raison de la proximité de la paroi, devenir comparables à ceux du mélange essentiellement induits par l'écoulement [21,61,237]. Ceci permet au combustible et à l'oxydant de se mélanger et il se forme, par interdiffusion des réactants [69] ou par un noyau de recirculation [21], une zone prémélangée en amont de la flamme [111]. Le mode de stabilisation peut dans ce cas être envisagé comme résultant d'un phénomène propagatif, basé sur un équilibre local au niveau de la base de la flamme entre une vitesse de propagation d'un front réactif et la vitesse locale de l'écoulement [206]. La zone de stabilisation de la flamme peut alors prendre l'apparence d'un noyau réactionnel présentant un pic de réactivité [212,213,237], réactivité qui est elle-même fonction de la concentration en réactants. Si la stabilisation est nécessairement réalisée dans une zone comprise dans les limites d'inflammabilité, différents niveaux de concentration ont pu être reportés dans la littérature pour la zone d'attachement : soit proche de la stœchiométrie [69,206], soit davantage pauvre en combustible [211,212]. L'aérodynamique conserve ici un rôle essentiel, puisque le rapport des vitesses du côté oxydant et du côté combustible conditionne en partie la richesse du mélange dans la zone d'attachement [21].

Dans tous les cas, la zone de stabilisation fournit une source d'ignition continue pour la flamme de diffusion aval [93].

La prépondérance constatée dans la littérature d'approches aérodynamiques utilisées pour l'étude de la stabilisation des flammes apparaît donc justifiée par le caractère primordial des phénomènes aérodynamiques que ces travaux mettent en exergue. Il est cependant d'autres paramètres explorés de façon générale, faisant essentiellement appel à une approche chimique (p. ex. [6,26,40,86,107,127,144,220]). Un des objectifs recherchés est alors de modifier la fraction de mélange à la stœchiométrie Z_{st} , et par là même la structure interne de la flamme ainsi que le

positionnement relatif de la zone de réaction par rapport à la couche de cisaillement, afin de mieux comprendre les couplages. Pour y parvenir, les paramètres examinés sont notamment la nature du combustible, mais aussi la proportion de combustible pur et d'oxygène dans le jet et l'écoulement coaxial oxydant, respectivement ; cette proportion est souvent modifiée par l'ajout de diluants aux écoulements gazeux réactants. À travers cette démarche, la communauté a ainsi pu apporter certains éléments clefs de compréhension ; en particulier, il a été montré que l'effet stabilisateur de la couche visqueuse gagne en importance lorsque celle-ci tend à se superposer à la couche de cisaillement [218]. La position relative de ces deux couches peut ainsi modifier l'influence que des tourbillons issus de la turbulence du jet peuvent avoir sur la zone de réaction [207]. Pour aborder l'interaction flamme/turbulence, la démarche adoptée passe d'ailleurs souvent par l'étude plus fondamentale de l'interaction flamme/tourbillon [110,117,204,209,210].

Par ailleurs, la caractérisation du jet non réactif [82,124,163,192,205] permet d'établir des bases fondamentales, et sa comparaison avec le cas réactif est parfois un moyen relativement simple d'apprécier certains couplages produits par la cinétique chimique et le dégagement de chaleur sur l'écoulement.

Nous avons vu que les approches aérodynamiques et chimiques utilisées dans la littérature pouvaient permettre une analyse pertinente des couplages aérothermochimiques. Toutefois, des interrogations persistent, et ce en dépit du développement conjoint **(a)** de mécanismes réactionnels mieux adaptés, plus détaillés et plus précis, **(b)** de la « technologie » laser désormais utilisée dans la plupart des études expérimentales des milieux réactifs comme outil de diagnostic optique non-intrusif, ou encore **(c)** de méthodes de calcul numérique également plus précises, favorisées par une forte augmentation des puissances de calcul et permettant parfois l'accès à certaines grandeurs difficilement mesurables expérimentalement. En effet, certaines questions n'ont pas été totalement élucidées et sont encore controversées, notamment celles qui concernent la stabilisation des flammes suspendues [126,141], l'origine de phénomènes d'extinction locale de la zone de réaction et leur rôle [96,144,171,222], ou encore et toujours, l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les mécanismes de stabilisation. En particulier, le rôle spécifique de la thermique [39,80,101,113,114,133,134,137,158,188,217], et la part qu'elle occupe au sein des couplages, semblent avoir reçu une attention relativement moindre concernant la stabilisation des flammes-jets comparativement aux nombreuses études consacrées à l'influence de l'aérodynamique et/ou de la chimie. C'est pour contribuer à répondre à ces interrogations que sont entrepris les présents travaux.

I.4 Démarche et moyens adoptés en vue d'une analyse du rôle relatif de la thermique dans les mécanismes de stabilisation

Au cours de ces travaux, nous souhaitons comprendre l'importance relative des différents phénomènes physiques (aérodynamiques, thermiques, chimiques), avec une attention toute particulière portée sur les conditions aux limites thermiques. L'objectif ainsi recherché est double : contribuer à la compréhension des mécanismes de stabilisation, mais aussi éventuellement en déduire des éléments de généralisation sur certains couplages aérothermochimiques qui puissent être repris en dehors de la problématique de la stabilisation des flammes.

La méthodologie entreprise pour atteindre ces objectifs comporte essentiellement deux volets. Dans un premier temps, il s'agit d'une étude fine de la zone d'attachement d'une flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur. Plus spécifiquement, les questions auxquels nos travaux se proposent d'apporter des éléments de réponse concernent

- 1) Les rôles respectifs de la lèvre du brûleur et des écoulements gazeux réactants dans l'interaction flamme/paroi et la localisation du bout de flamme ;
- 2) Les liens entre transferts thermiques au brûleur et localisation du bout de flamme ;
- 3) La part des différents modes de transfert thermique dans la zone de stabilisation ;
- 4) L'importance relative des différents modes de coincement (thermique et chimique) de la flamme par la paroi du brûleur, et sa conséquence sur la stabilisation ;
- 5) L'existence de critères thermiques susceptibles de caractériser les limites de stabilité d'une flamme-jet attachée.

Mais l'étude seule d'un état stabilisé n'est pas toujours à même de fournir toutes les clefs nécessaires à la compréhension des mécanismes de stabilisation. Un regard complémentaire peut alors être apporté par l'examen des conditions qui conduisent à une rupture de cette stabilisation. C'est pourquoi, dans un second temps, nous nous intéressons davantage aux transitions entre les différents régimes de combustion, et plus spécifiquement au processus de décrochage d'une flamme attachée. Un déséquilibre de la flamme est alors volontairement recherché, et l'étude des conditions dans lesquelles ce déséquilibre est obtenu doit permettre de mieux saisir le rôle relatif de chacun des paramètres aérodynamiques, thermiques et chimiques intervenant dans la déstabilisation de la flamme, et, par conséquent, d'en déduire les phénomènes physiques prépondérants pour sa stabilisation.

De la même manière que dans le cas de stabilisation en régime attaché, les travaux conduits s'attachent, à travers l'application de la démarche retenue, à mettre en avant le rôle spécifique de la thermique. En ce qui concerne les transitions entre les différents régimes de combustion, le déroulement de cette méthodologie passe par une augmentation de la température initiale au moyen d'un préchauffage des réactants. L'objectif est notamment répondre aux questions suivantes :

- 6) Le processus de décrochage d'une flamme attachée est-il modifié, et comment, avec l'accroissement du préchauffage ?
- 7) Quels sont les liens entre le processus de décrochage et les phénomènes d'extinction locale de la zone de réaction, et leurs évolutions respectives avec l'augmentation de la température initiale des réactants ?
- 8) Quels sont les effets couplés du préchauffage et de la dilution de l'oxydant sur le décrochage de la flamme ? Cette dernière question est notamment posée afin de compléter la vision du rôle des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation.

La démarche adoptée ici pour apporter des éléments de compréhension à l'ensemble de cette problématique se base sur une approche expérimentale. Afin d'alléger la lecture, les détails du dispositif expérimental ont été reportés en Annexe A. Succinctement, il s'agit d'un foyer vertical à pression atmosphérique de section carrée, alimenté par un écoulement d'oxydant au sein duquel débouche un jet de combustible (fig. I.7). Plusieurs paramètres de différente nature (aérodynamique, thermique ou chimique), schématiquement représentés sur la fig. I.8, ont été retenus afin de conduire des expériences permettant de répondre aux questions posées. Le choix de ces paramètres et les effets directs attendus de leur variation, ainsi que les autres caractéristiques maintenues constantes, sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

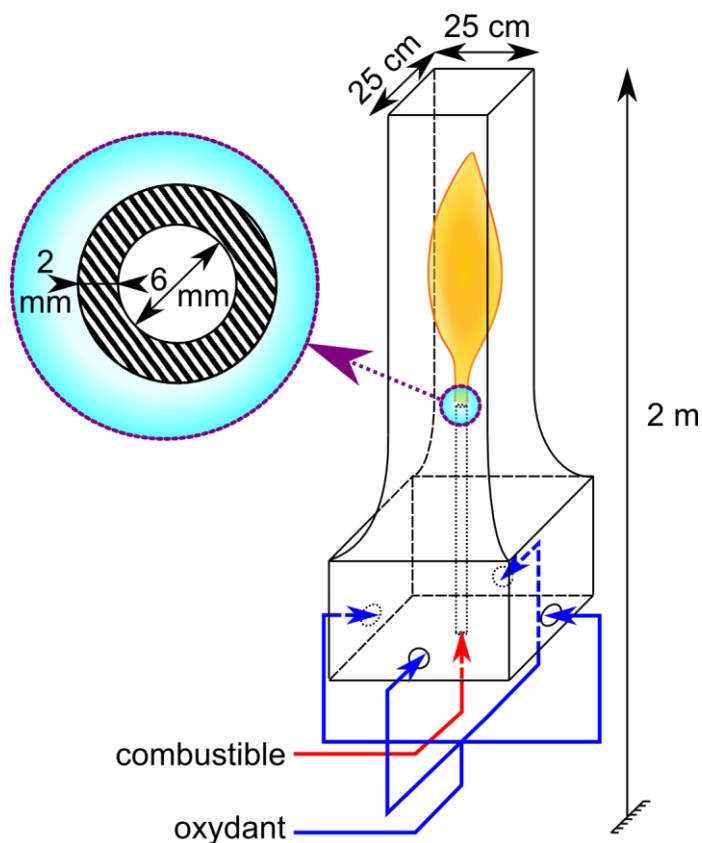


Fig. I.7 : Schéma du dispositif expérimental.

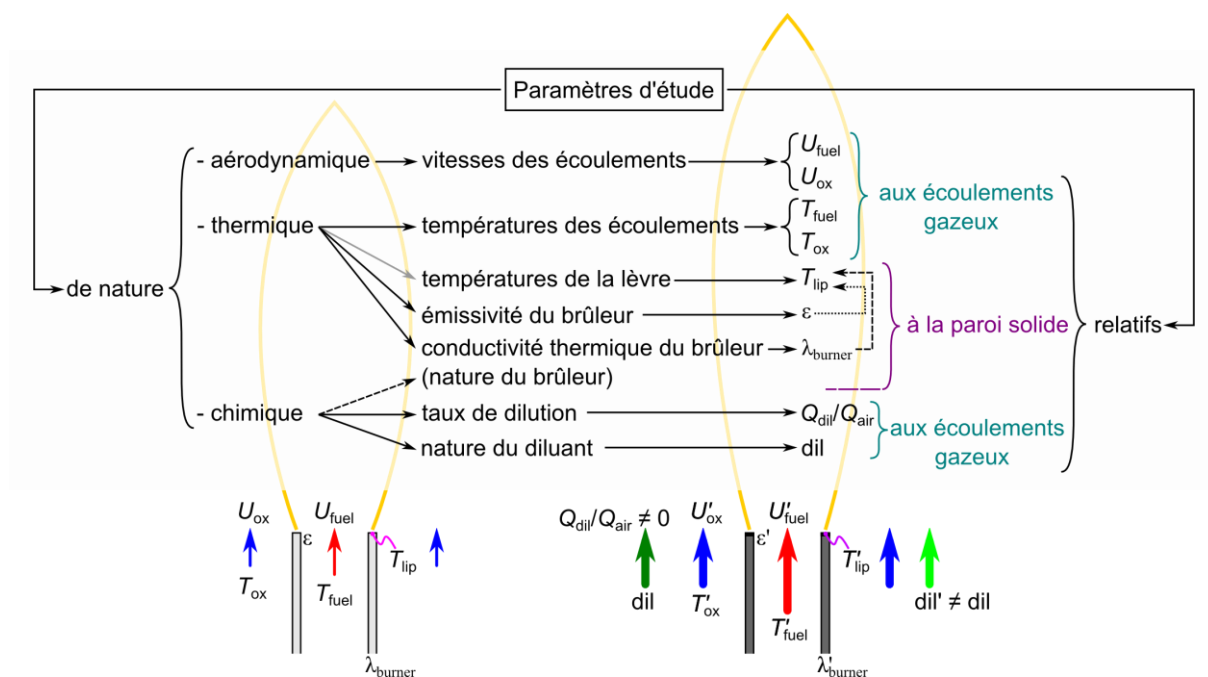


Fig. I.8 : Représentation schématique des principaux paramètres considérés.

I.4.1. Paramètres de nature aérodynamique

Le choix de paramètres aérodynamiques adaptés, dont le rôle primordial est avéré, doit permettre de balayer une gamme de variation suffisamment large pour faciliter l'identification de régimes de stabilisation distincts où l'importance relative de chacun des phénomènes (de nature aérodynamique, thermique ou chimique) est susceptible d'être modifiée. À cet effet, les paramètres aérodynamiques classiques que sont les vitesses des deux écoulements gazeux réactants ont été retenus ici, et ce également afin de pouvoir appuyer de manière comparative notre propre analyse sur d'autres résultats de la littérature.

En revanche, nous avons préféré nous affranchir d'une variation de la géométrie (au sens large) du brûleur, afin d'accorder davantage d'intérêt à l'impact d'autres paramètres de nature plutôt thermique. Ainsi, un tube à section circulaire constante a été utilisé dans cette étude, de diamètre intérieur $D_i = 6$ mm, et d'épaisseur de lèvre fixée à $\delta = 2$ mm. Une telle valeur apparaît comme un compromis, permettant de faciliter l'instrumentation de thermocouples en son sein et de mieux apprécier une interaction thermique entre la flamme et la paroi, tout en limitant les effets de bluff-body (ceci afin de conserver une configuration de flamme-jet). Par ailleurs, la longueur du tube (rapport longueur sur diamètre supérieur à 150) assure un profil de vitesses développé en sortie [155].

Les paramètres aérodynamiques retenus concernent donc uniquement les écoulements gazeux réactants. Afin de pouvoir étudier les transitions entre différents régimes de combustion, il est nécessaire que la configuration expérimentale permette l'obtention de régimes de stabilisation aussi bien en flamme attachée que suspendue. De plus, pour espérer mieux évaluer l'importance des conditions aérodynamiques relativement à d'autres paramètres thermiques ou chimiques, il est souhaitable de pouvoir obtenir des ratios de vitesses entre le jet combustible et l'écoulement coaxial oxydant, $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}}$, aussi bien supérieurs qu'inférieurs à un, mais aussi de couvrir les régimes d'écoulement du jet à la fois laminaire et turbulent. Pour répondre à ces objectifs, la vitesse^a d'écoulement coaxial U_{ox} peut évoluer dans une gamme « modérée » de variation^b, entre $0,05 \text{ m.s}^{-1}$ et $1,7 \text{ m.s}^{-1}$. Indépendamment, une variation de la vitesse du jet combustible U_{fuel} peut être effectuée sur plusieurs ordres de grandeurs, entre $0,01 \text{ m.s}^{-1}$ et 120 m.s^{-1} .

I.4.2. Paramètres de nature thermique

L'originalité de cette étude réside notamment en une approche thermique de l'analyse des couplages aérothermochimiques. Les conditions aux limites thermiques considérées dans ce cadre sont aussi bien relatives aux parois solides qu'aux écoulements gazeux. Concernant ces derniers, et dans le but de comprendre certains couplages thermochimiques forts intervenant en phase gazeuse, la température initiale de l'écoulement oxydant a naturellement été choisie comme paramètre d'étude. Celle-ci a été imposée grâce à un préchauffeur électrique situé en amont du foyer de combustion. Le dispositif ainsi mis en place permet l'obtention de températures d'oxydant atteignant jusqu'à 1000 K au niveau de la sortie du tube d'injection avant combustion.

Mais le préchauffage de l'écoulement coaxial induit nécessairement une augmentation de la température initiale du combustible. Ces deux paramètres ne sont donc pas indépendants dans cette

^a Il s'agit ici des vitesses débitantes.

^b La configuration reste celle d'un *coflow stream* (qualifié ici d'« écoulement coaxial ») et non d'un *coaxial stream* (jet annulaire).

étude. Au contraire, la température du combustible dépend du niveau de préchauffage de l'écoulement oxydant et des conditions aérodynamiques d'injection du combustible. L'évolution couplée de ces deux paramètres de température et le comportement thermique du foyer sont détaillés en Annexe B ; en résumé, les températures du jet combustible restent souvent inférieures à celles de l'écoulement oxydant, mais assez proches (parfois de l'ordre de 100 K, les écarts réels étant sensiblement dépendant des conditions). Cette différence de température apparaît donc ici comme un moyen supplémentaire pour distinguer l'importance thermique relative de chacun des deux écoulements.

En dehors des écoulements gazeux, les autres conditions aux limites thermiques rencontrées dans une configuration de flamme-jet concernent l'ensemble des parois, celle du tube d'injection mais aussi de la chambre de combustion, puisque la réaction a ici lieu dans un milieu confiné. Il est important de noter que le confinement dont il est question est de nature thermique, de par le rayonnement des parois. En revanche, les dimensions du foyer ont été conçues pour éviter toute autre interaction (p. ex. coincement) entre la flamme et les parois de la chambre de combustion [155]. Ces parois ne constituent pas réellement ici un paramètre de l'étude, mais sont néanmoins équipées de capteurs de température (cf. Annexe B).

La lèvre du brûleur en revanche, constitue une autre condition aux limites thermique à la paroi du brûleur, susceptible de revêtir un caractère crucial pour la stabilisation d'une flamme, en particulier en régime attaché. La température de la lèvre du brûleur apparaît donc comme un paramètre d'étude auquel il convient d'accorder une attention toute particulière, notamment afin de comprendre son rôle dans l'interaction flamme/paroi et la part relative des modes de coincement thermique et chimique. Dès que possible, cette grandeur (température de la lèvre) a donc été mesurée. Cependant, elle n'a pas pu être modifiée de manière indépendante. Il s'agit donc d'un paramètre d'étude « passif », dont les variations sont induites par d'autres paramètres, qui sont essentiellement les conditions aérodynamiques et le niveau de préchauffage, mais aussi et surtout par l'interaction même flamme/paroi du brûleur, dont la température de la lèvre est donc révélatrice.

Il est cependant souhaitable, afin de répondre aux diverses interrogations posées quant à l'influence de cette condition aux limites thermique sur les mécanismes de stabilisation, de pouvoir modifier indirectement ce paramètre. La voie utilisée pour cela consiste ici à changer les propriétés thermiques du brûleur, notamment l'émissivité de sa paroi, mais aussi et surtout sa conductivité thermique. Pour ce faire, différentes natures de matériau ont donc été retenues, avec comme objectif de changer la réponse thermique passive du brûleur et de modifier ainsi le niveau de température de la lèvre.

I.4.3. Paramètres de nature chimique

Les aspects chimiques sont nécessairement présents de par la nature même des réactions de combustion. Le combustible choisi dans cette étude est le méthane (CH_4). Il s'agit d'un hydrocarbure simple qui, comparativement à d'autres, présente un mécanisme réactionnel de complexité moindre. De plus, les flammes de méthane ont l'avantage de produire relativement peu de suies. Ce composé est également représentatif du gaz naturel, dont il est le composant majoritaire (entre 80% et 100% en volume pour le gaz naturel aujourd'hui consommé en Europe, selon sa provenance [68,197]), mais aussi du biogaz dont il peut constituer, selon son origine (stations d'épuration, centres d'enfouissement technique, papeteries, élevages...), entre deux et quatre cinquièmes en volume [178]. Néanmoins, il est ici utilisé « pur », afin de conserver une composition de combustible connue et de s'affranchir d'éventuels effets perturbateurs dus à d'autres gaz aux propriétés réactives ou thermophysiques

distinctes. C'est pour l'ensemble de ces raisons que de nombreux modèles et simulations sont établis à partir du méthane comme combustible, dont le mécanisme cinétique de combustion a également fait l'objet d'une recherche soutenue. Ce choix permet donc également de faciliter la comparaison avec des résultats de calculs numériques. Quant au comburant utilisé au cours de ces travaux, il s'agit du dioxygène (O_2) naturellement dilué dans l'azote de l'air, comburant le plus fréquemment rencontré en pratique. Les natures du combustible comme du comburant sont restées fixées tout au long de cette étude.

Pour enrichir notre vision des couplages aérothermochimiques, nous avons aussi cherché à imposer une variation des conditions chimiques afin d'en déduire leur importance relative. À cet effet, il a été choisi de diluer l'air, par le biais de deux paramètres : le taux de dilution, et la nature du diluant. Concernant ce dernier point, les diluants ont été choisis dans l'objectif de pouvoir discriminer la part relative des différents effets induits par la dilution. L'introduction d'un diluant peut en effet provoquer diverses altérations de l'oxydant. Celles-ci peuvent bien entendu être de nature chimique, soit de manière active, si le diluant est susceptible de modifier le mécanisme cinétique en intervenant dans les réactions, soit de manière passive, par une modification de certaines propriétés réactives (p. ex. vitesse de propagation d'une flamme prémélangée) via une diminution de la concentration en dioxygène. Mais d'autres effets induits par la dilution peuvent aussi exister sur un plan thermique, lors d'une modification de la capacité thermique du mélange gazeux, ou encore de ses propriétés radiatives. Les principaux diluants sélectionnés dans cette étude sont le dioxyde de carbone (CO_2) ainsi que l'azote (N_2), en premier lieu pour des raisons de représentativité : ce sont en effet les composants majoritaires pouvant être amenés à diluer l'oxydant dans un cas employant une technologie de recirculation des gaz brûlés issus d'une combustion méthane/air. Si l'azote est neutre d'un point de vue thermique, ce n'est pas le cas du dioxyde de carbone, dont les effets chimiques (actifs) ne sont en outre pas négligeables [79]. À des fins de comparaison, l'argon a également été ajouté à cette liste de diluants pour sa neutralité chimique (mais pas thermique), toujours afin de mieux distinguer la part relative de chacun des effets mentionnés.

En réalité, la situation est plus complexe qu'il n'y paraît à la simple présentation des paramètres retenus pour cette étude. En effet, la variation de l'un ou l'autre de ces paramètres (aérodynamiques, thermiques ou chimiques) peut dans bien des cas entraîner un effet d'une autre nature, relevant alors de couplages aérothermochimiques.

I.5 Couplages aérothermochimiques

Dans le cadre de la démarche présentée, un traitement correct de la problématique des mécanismes de stabilisation d'une flamme-jet nécessite donc de répondre aux questions des couplages et de l'importance relative de l'aérodynamique, de la thermique et de la chimie. Il est pour cela nécessaire de comprendre en quoi consistent ces couplages aérothermochimiques d'une part, et, d'autre part, de déterminer leur rôle dans les mécanismes de stabilisation.

Il convient alors d'exprimer au mieux les couplages, que ceux-ci soient directs ou indirects. Il s'agit ensuite d'être capable d'interpréter, à travers la réponse de la flamme en termes de stabilisation, les effets d'une modification de ces couplages, afin d'en déduire l'importance relative des différents phénomènes physiques.

I.5.1. Quels sont les couplages ?

De nombreux couplages aérothermochimiques peuvent être rencontrés dans un milieu réactif, dont les plus directs ou les plus évidents sont présentés ci-après.

- Des couplages « thermochimiques » existent entre les phénomènes chimiques et thermiques, de par la nature même des réactions chimiques mises en jeu, pour la plupart exothermiques. Ces réactions sont le résultat de collisions entre molécules ou espèces radicalaires intermédiaires. La probabilité d'occurrence de telles collisions, et donc leur fréquence, dépend du libre parcours moyen et de l'agitation moléculaire, fonctions des conditions de température et de pression des gaz. La réactivité d'un mélange est donc dépendante de la température, qui dépend à son tour du taux de dégagement de chaleur (et donc de la réactivité) et de sa diffusion.
- Mais la diffusion n'est pas le seul mode de transfert par lequel cette chaleur est évacuée de la zone de réaction. D'autres modes de transfert de chaleur sont possibles, par rayonnement en milieu confiné, ou encore par convection. Cette toute dernière considération introduit donc un autre couplage, de nature « aérothermique », avec les conditions aérodynamiques de l'écoulement.
- L'aérodynamique intervient également lors de la mise en contact du combustible et de l'oxydant, primordiale dans les flammes non-prémélangées. Cette mise en contact est réalisée au moyen de transferts de masse, qui relèvent essentiellement de phénomènes aérodynamiques et chimiques, en fonction des gradients de concentration des espèces en présence. Il s'agit donc d'un exemple de couplage « aérochimique ».

Les couplages peuvent parfois s'avérer plus complexes encore : par exemple, la thermique est susceptible de modifier ce couplage « aérochimique », via la dépendance en température des phénomènes de diffusion de masse. En réalité, tous les phénomènes de diffusion se produisant au sein des zones de réactions, diffusion de masse mais aussi de chaleur et de quantité de mouvement, dépendent de la température du milieu. Afin d'évaluer l'importance relative de ces différents phénomènes de diffusion, il est d'usage en combustion de faire appel à certains nombres adimensionnels mettant en relation les divers coefficients, ν , α et $\mathcal{D}$, associés respectivement à la diffusion de quantité de mouvement, de chaleur et de masse^c. Ce sont les nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$, de Schmidt, $Sc = \nu/\mathcal{D}$, et de Lewis, $Le = \alpha/\mathcal{D}$. Selon la théorie cinétique des gaz, les coefficients de transports (ν , α et $\mathcal{D}$) présentent une même évolution avec la température, et les ratios associés (Pr , Sc et Le) peuvent donc bien souvent être considérés comme constants.

Mais la température a néanmoins bien d'autres rôles importants à jouer. De sa valeur dépendent en effet la plupart des propriétés thermophysiques des gaz. Ceci est en particulier vrai pour la masse volumique ρ , ce qui conduit, au niveau de la zone de dégagement de chaleur, à une expansion thermique des gaz capable d'entraîner une déviation des filets fluides. Il s'agit donc là encore d'un couplage aérothermochimique.

Il est utile d'introduire ici un autre couplage entre un phénomène chimique, la réaction, et un phénomène certes également chimique mais largement modulé par l'aérodynamique, le mélange. Ce couplage est souvent présenté grâce au rapport des temps caractéristiques du mélange et de la chimie, respectivement τ_m et τ_c . Ce rapport représente la capacité à consommer les réactants par rapport au

^c En toute rigueur, plusieurs coefficients de diffusivité massique devraient être définis selon les espèces diffusantes. Néanmoins, une seule valeur est communément considérée, prenant en compte le plus souvent pour $\mathcal{D}$ la diffusion du combustible dans l'azote ou dans l'air.

temps nécessaire à leur mise en contact ; il est classiquement représenté par un nombre de Damköhler, Da . Lorsque le temps caractéristique de la chimie est nettement inférieur à celui de la diffusion de masse ($Da \gg 1$), cela revient à l'hypothèse de chimie infiniment rapide déjà abordée, où la diffusion est donc le phénomène limitant. Mais en fonction des conditions aérodynamiques, le mélange peut ne plus être dû à de la diffusion pure, mais être au contraire largement favorisé par l'écoulement (« diffuso-convection »), en particulier si ce dernier est turbulent. Le temps caractéristique de mélange est alors drastiquement réduit relativement à celui de la chimie, les deux pouvant devenir comparables ($Da \approx 1$). Dans un tel cas, il peut arriver que la réaction ne soit plus en mesure de consommer les réactants à la vitesse à laquelle ils arrivent dans la zone de réaction, pouvant localement conduire à une extinction de la zone de réaction. Ce couplage « aérochimique » peut donc provoquer un effet *a priori* inattendu : si un meilleur mélange favorise la consommation des réactants, l'excès de mélange empêche au contraire toute réaction.

Une situation similaire peut également exister en considérant un couplage de nature « thermochimique », puisqu'une extinction locale de la zone de réaction peut se produire lorsque la chaleur est évacuée de cette zone plus rapidement qu'elle n'y est produite. Le temps caractéristique de la chimie étant dépendant de la température, cette dernière va donc influencer de manière couplée sur le nombre de Damköhler, et en retour sur les autres phénomènes décrits précédemment.

Les couplages aérothermochimiques sont donc multiples au sein d'une zone de réaction. Une vision synthétique peut en être classiquement représentée de façon triangulaire (fig. I.9a). Ce schéma et ceux qui suivent sont volontairement simples, ne conservant de manière condensée que les principaux couplages dans chaque cas.

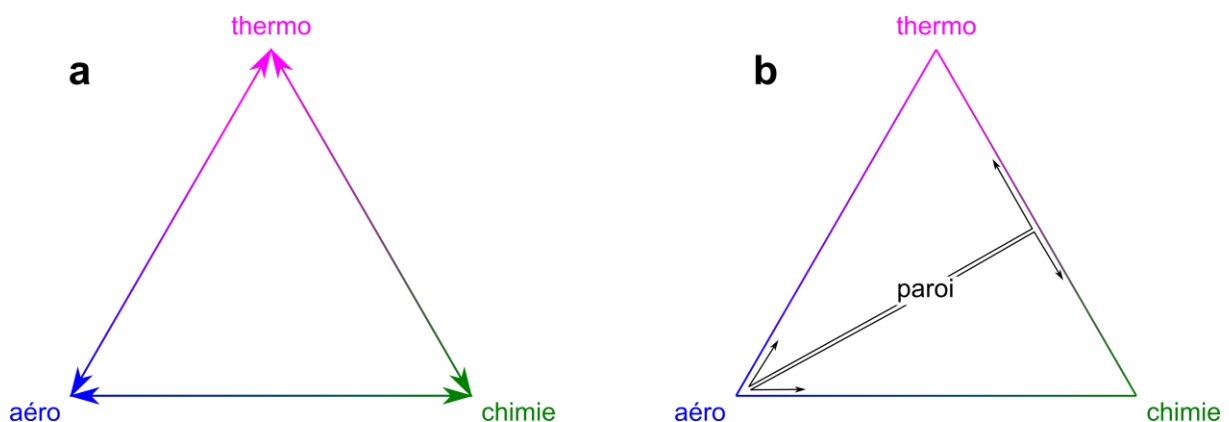


Fig. I.9 : Représentation schématique des couplages aérothermochimiques.
(a) Situation classique ; (b) Situation en présence d'une paroi.

Dans le cas d'une flamme stabilisée à proximité de la paroi d'un brûleur, la paroi va naturellement intervenir sur chacun des phénomènes physiques composant les couplages (fig. I.9b) : aérodynamique, thermique et chimie. Généralement, l'interaction flamme/paroi est caractérisée par un phénomène dit de coincement de la flamme par la paroi. Ce coincement a une origine double, qui révèle différents effets dus à la paroi.

- D'une part, il se produit des pertes thermiques depuis la flamme vers la paroi. Dès que ces pertes thermiques excèdent la production de chaleur au sein de la zone de réaction, il se produit un coincement thermique, qui est donc fonction des conditions aux limites thermiques à la paroi.
- D'autre part, la paroi est susceptible de piéger par adsorption certaines espèces radicalaires intermédiaires, qui peuvent alors subir des réactions de rupture ou de terminaison et ne sont

plus disponibles pour participer à l'accomplissement correct des réactions en chaîne. On parle alors de coincement chimique, dont l'importance dépend de la nature de la paroi mais aussi de sa température [115,151,245].

Enfin, le profil et l'épaisseur de la lèvre du brûleur vont fortement impacter les conditions aérodynamiques dans la zone de stabilisation de la flamme, susceptibles d'affecter le positionnement relatif de la flamme par rapport au brûleur.

Nous venons de voir quels étaient les principaux couplages aérothermochimiques directs, mais également en présence d'une paroi, qui affecte des phénomènes aérodynamiques aussi bien que thermiques ou chimiques. L'objectif est à présent de voir comment ces différents couplages peuvent intervenir au sein des mécanismes de stabilisation.

I.5.2. Comprendre le rôle des couplages dans les mécanismes de stabilisation

Une démarche a été adoptée afin d'évaluer l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques pour améliorer la compréhension de leurs rôles dans les mécanismes de stabilisation. L'objectif dans chaque cas est d'observer les effets d'une modification des couplages aérothermochimiques sur la réponse de la flamme en termes de stabilisation : la stabilisation se fait-elle à l'identique, subit-elle une adaptation et laquelle ou bien y a-t-il déstabilisation de la flamme ? Ce dernier cas extrême de limite de stabilité conduira nécessairement à une étude détaillée des transitions entre les différents régimes de stabilisation. Cette analyse des couplages aérothermochimiques est essentiellement basée dans cette étude sur une approche thermique, mais s'appuie aussi nécessairement de manière complémentaire sur des approches aérodynamique et chimique.

De fait, une approche aérodynamique apparaît comme indispensable pour caractériser le dispositif expérimental et ses différents régimes de stabilisation. Les résultats d'une telle analyse pourront alors constituer une référence utile lors de la modification des couplages par d'autres voies. Une cartographie, qui pourra ainsi être établie par variation des paramètres de vitesse des écoulements gazeux réactants, permettra de définir différentes conditions jugées intéressantes pour une exploration plus en détails par d'autres approches, thermique ou chimique.

L'approche thermique retenue comporte deux volets. Tout d'abord, il est proposé de modifier la conductivité thermique du brûleur (λ_{burner}) au moyen d'un changement de la nature du matériau le constituant. Plusieurs effets sont attendus sur les couplages aérothermochimiques (fig. I.10), à commencer par une modification des conditions aux limites thermiques au niveau de la lèvre du brûleur. Les nouvelles conditions de température ainsi attendues sont susceptibles de modifier le coincement thermique de la flamme par la paroi, mais aussi éventuellement le coincement chimique, ou tout du moins l'importance relative de ces deux phénomènes.

Le second volet envisagé dans l'approche thermique est l'utilisation du préchauffage des réactants, dont les effets attendus sont multiples, directs ou indirects (fig. I.11). Outre un impact sur l'ensemble des transferts thermiques, le préchauffage peut indirectement influencer sur l'aérodynamique,

notamment via une modification des couches limites aérodynamiques. En outre, une augmentation de la température des réactants a un impact fort sur la chimie, de par les modifications importantes engendrées sur la plupart des propriétés réactives [19,97,108,118,225]. À leur tour, ces changements sont susceptibles d'affecter le rapport des temps caractéristiques du mélange et de la chimie, τ_m/τ_c .

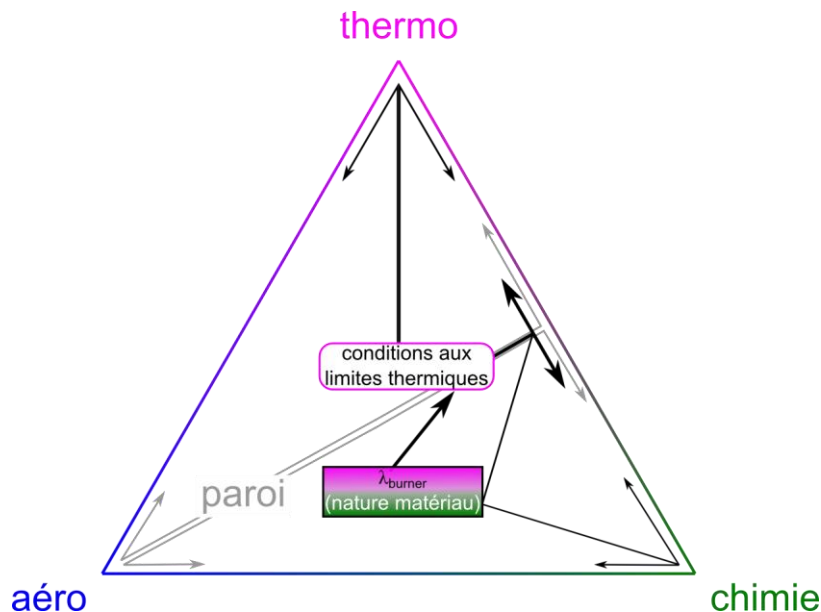


Fig. I.10 : Modification des couplages aérothermochimiques par changement de la nature du brûleur (conductivité thermique).

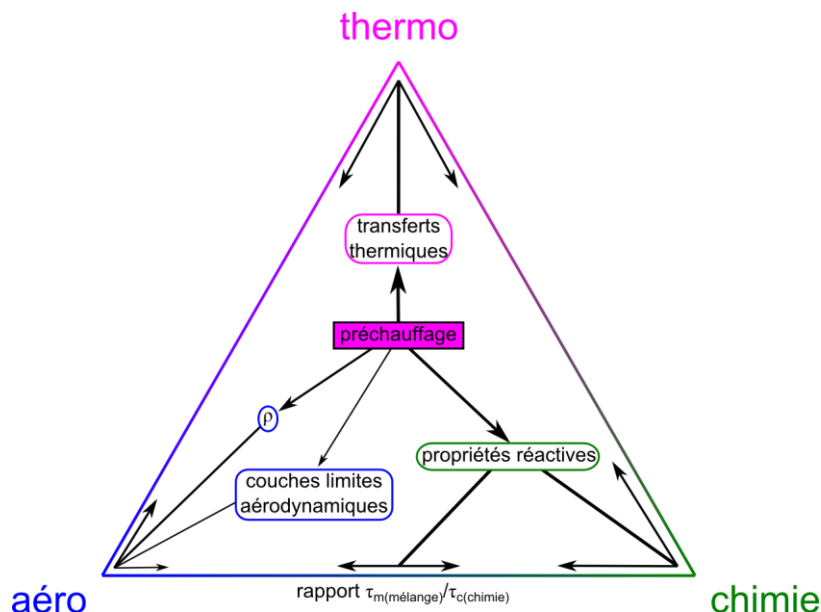


Fig. I.11 : Modification des couplages aérothermochimiques par préchauffage.

L'approche chimique considérée dans cette étude pour l'analyse des couplages aérothermochimiques est accomplie au moyen d'une dilution de l'écoulement coaxial oxydant par ajout d'un diluant à l'air, variable de par sa nature et sa proportion. Là encore, les effets d'une dilution sont multiples et fortement couplés (fig. I.12). Il peut effectivement y avoir des effets chimiques directs, dans l'éventualité d'une modification des mécanismes réactionnels ou de l'importance de certaines réactions par la présence accrue du diluant. Mais il y a avant tout des effets chimiques passifs, via une modification de la teneur en dioxygène de l'oxydant. Des effets thermiques sont également attendus, à travers l'introduction d'un gaz de capacité thermique molaire ($C_{p,m}$) distincte,

modifiant alors celle de l'oxydant. En conséquence de la combinaison d'une réduction de la concentration en O_2 et d'une altération de la capacité thermique de l'oxydant, les propriétés réactives vont également être particulièrement affectées.

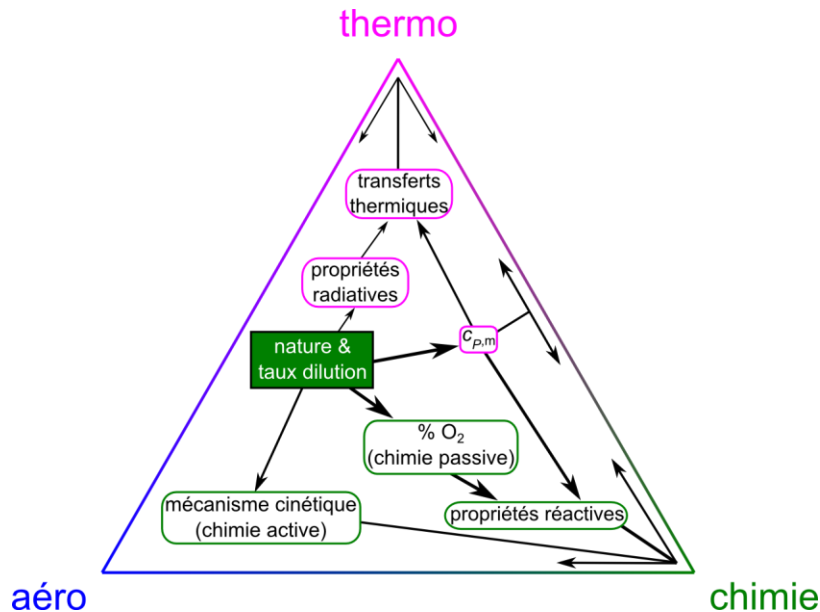


Fig. I.12 : Modification des couplages aérothermochimiques par dilution.

Nous venons de présenter les différentes voies envisagées ici pour modifier les couplages aérothermochimiques, ainsi que certains des effets escomptés. Grâce à une variation parfois volontairement importante des conditions initiales (aérothermochimiques), il est espéré obtenir des situations où les équilibres sont modifiés significativement, voire rompus. Il est alors attendu de l'analyse des résultats un meilleur discernement de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les différents cas de stabilisation ainsi obtenus, avec comme objectif de contribuer à l'amélioration de la compréhension des mécanismes de stabilisation.

I.6 Un cadre propice à l'étude

Il semble opportun de présenter l'environnement scientifique dont a bénéficié cette étude. Dans son essence, la démarche qui vient d'être présentée a initialement été envisagée à l'occasion d'un projet soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR). Il s'agit du projet *STREAM*, « *Stabilization and Transition of flames issued from REActive non-preMixed jets with preheated and/or diluted oxidizer* » (ANR-06-BLAN-0255), projet coordonné par Françoise Baillot (CORIA) et auquel ont participé trois entités, le CORIA, l'EM2C et le CETHIL, et qui a également fait l'objet d'une collaboration avec le NRC (Canada).

La problématique principale du projet *STREAM* était liée à la stabilisation des flammes non-prémélangées, et à la compréhension de leur comportement transitionnel depuis un état stable accroché au brûleur vers le régime de combustion sans flamme atteignable en présence d'un oxydant fortement dilué et préchauffé. Étaient donc concernés l'influence d'une dilution du comburant par des gaz semblables aux produits de combustion ($CO_2...$) et l'impact d'une augmentation de la température des réactifs, ainsi que leurs effets couplés. Parmi les objectifs du projet en lien direct avec le cadre de cette

thèse, une attention toute particulière a par conséquent été portée dans le projet *STREAM* sur les verrous ainsi exprimés :

- Quel est l'impact de la dilution et/ou du préchauffage des réactants sur le fonctionnement d'ensemble d'un foyer confiné de combustion non-prémélangée ?
 - Comment se combinent les grandeurs impliquées dans les phénomènes d'extinction de flamme dus à la dilution ou au préchauffage ?
 - Quels sont les scénarii de passage d'une flamme attachée à une flamme suspendue stable en présence de ces nouvelles conditions de dilution et de préchauffage comparativement aux cas classiques de référence ?
- Comment s'adapte la flamme en termes de structure, de positionnement et même de topologie ?
- Quel mécanisme assure prioritairement l'adaptation de la flamme aux contraintes extérieures et sa transition en termes de continuum ?
 - Quelle compétition existe-t-il entre les mécanismes induits par une combustion à fort préchauffage d'air et une combustion en présence d'air dilué ?
 - Quelle discrimination peut-on faire entre les contributions thermique et chimique de l'ajout de diluants sur les principales caractéristiques de la structure des flammes ?

Pour répondre à ces objectifs généraux, la démarche scientifique prévoyait non plus l'étude « classique » d'un état stabilisé, mais l'analyse de l'adaptabilité d'une flamme non-prémélangée et de sa capacité à modifier son développement et sa structure interne pour optimiser sa stabilisation et respecter ainsi un équilibre aérothermochimique. Cette démarche impliquait donc l'étude détaillée des transitions, au cours desquelles la flamme modifie de façon continue sa structure et ses caractéristiques pour s'adapter à des perturbations de faible amplitude, mais aux conséquences significatives sur son comportement. Les travaux ont pour cela été déclinés en trois phases :

- dans un premier temps, une caractérisation globale des domaines de stabilisation d'une flamme non-prémélangée a été menée, à partir des paramètres de vitesses d'injection, de température des réactants et de dilution (CO_2) ;
- puis, à partir de l'identification des principaux régimes de stabilisation plus finement étudiés, et de l'étendue du domaine de transitions, les couples d'états stabilisés présentant des liens transitionnels les plus intéressants ont pu être retenus ;
- enfin, sur cette base, le travail a porté sur la caractérisation des transitions et l'étude des principaux phénomènes et/ou couplages qui les contrôlent, apportant ainsi des clefs nécessaires à la compréhension des mécanismes de stabilisation.

La démarche proposée s'est appuyée sur deux approches numérique et expérimentale complémentaires. S'agissant du volet expérimental, une collaboration a été mise en place entre le CORIA et le CETHIL, qui a abouti à la conception conjointe de deux dispositifs expérimentaux jumeaux, tous deux élaborés au CORIA, afin de faciliter la comparaison et l'analyse croisée des résultats. L'objectif était de mener en parallèle des études complémentaires, afin de traiter initialement les problèmes séparément avant des expérimentations communes. En effet, nous avons vu que tant la dilution que le préchauffage avaient des conséquences considérables sur les couplages aérothermochimiques. L'idée a été de découpler ces deux phénomènes, afin de pouvoir les analyser séparément dans l'optique ensuite de mieux comprendre la part de chacun une fois combinés. Ainsi, l'étude du préchauffage a été confiée au CETHIL, et celle de la dilution au CORIA.

La mise en place du dispositif expérimental a d'abord été réalisée au CORIA, notamment dans le cadre des travaux de Master puis de Doctorat de Jiesheng Min. Les premiers résultats obtenus dans le cadre de ces travaux ont rapidement permis d'engager l'analyse des effets de la dilution de l'air sur

la stabilisation et le comportement transitionnel des flammes-jets, largement développée dans la thèse de J. Min [155] et les publications associées [152–154,156].

Les principaux résultats obtenus ont entre autres permis de proposer des cartographies génériques de décrochage et d'extinction communes à différents diluants, établies notamment au moyen d'un coefficient de comparaison des diluants, identifié comme paramètre de contrôle à température ambiante.

Mais l'atteinte des objectifs du projet nécessitait encore la compréhension des effets d'une combinaison de la dilution avec le préchauffage, passant au préalable par l'analyse des seuls effets du préchauffage sur la stabilisation des flammes non-prémélangées. Ces deux derniers points font donc l'objet de certains des travaux de doctorat présentés au sein de ce manuscrit.

I.7 Plan du mémoire

Le fil conducteur de cette thèse, introduit dans ce **Chapitre I**, concerne la compréhension des couplages aérothermochimiques et des mécanismes de stabilisation des flammes-jets non-prémélangées, avec un regard particulier sur l'influence des conditions aux limites thermiques. Le traitement de cette problématique nous a conduit à adopter une démarche scientifique en deux temps : étude locale d'un état stabilisé de flamme attachée, puis étude plus globale incluant le processus transitoire de décrochage de cette flamme. Au vu de cette démarche, le plan du mémoire est logiquement scindé en **deux chapitres principaux** : le *Chapitre II* est dédié à la compréhension des mécanismes de stabilisation en régime de flamme attachée, tandis que le *Chapitre III* est essentiellement consacré à l'étude des transitions entre les différents régimes de stabilisation.

Afin de ne pas perdre le fil de la lecture et de rester au plus proche de nos objectifs de réponse aux questions précédemment posées, le choix a été fait de reléguer **en annexes** le détail des informations concernant le **dispositif expérimental**. Ainsi, l'Annexe A regroupe tous les éléments de description du dispositif expérimental, dont le comportement thermique a été caractérisé en Annexe B. L'Annexe C enfin, regroupe toutes les informations relatives aux diagnostics optiques utilisés lors de cette étude.

Dans le **Chapitre II**, la zone d'attachement à proximité de la lèvre du brûleur est analysée de manière locale, pour un état stabilisé de flamme attachée. Cette analyse repose sur trois approches complémentaires. Le premier objectif spécifique est de répondre à la question de la localisation relative du bout de flamme par rapport à la lèvre du brûleur. Il s'agit ainsi d'identifier différentes régions, corrélativement au comportement du bout de flamme, au sein desquelles l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques liés aux mécanismes de stabilisation est susceptible d'être modifiée. À cet effet, une approche classique aérodynamique, basée sur l'analyse de l'évolution de la position du bout de flamme avec la vitesse du jet, est proposée dans la **section II.1**.

Dans un second temps, nous avons souhaité répondre à plusieurs questions qui composent le cœur même de cette thèse. Celles-ci concernent les couplages existant entre le positionnement du bout de flamme et les transferts thermiques au brûleur, et, à partir de là, la part relative des modes de coincement thermique et chimique dans les mécanismes de stabilisation. Nous avons également souhaité vérifier l'existence de critères thermiques susceptibles de caractériser les limites de stabilité d'une flamme-jet attachée. Pour traiter ces différents points, une approche thermique est développée dans la **section II.2**, en lien avec les résultats de référence obtenus selon les conditions

aérodynamiques. Cette approche thermique est essentiellement basée sur une analyse de la température de la lèvre du brûleur, et son évolution lorsque la conductivité thermique du brûleur est modifiée.

Enfin, nous avons cherché à compléter l'analyse des couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation d'une flamme attachée, afin de mieux évaluer l'importance relative des différents phénomènes physiques mis en jeu. Dans ce cadre, une approche chimique est proposée dans la **section II.3**, qui s'appuie sur l'étude d'une modification des couplages de la zone d'attachement sous l'effet d'une dilution de l'oxydant.

Si les travaux entrepris au sein du Chapitre II contribuent par de nombreux apports à la compréhension des mécanismes de stabilisation, l'étude d'états exclusivement stabilisés risque de conduire à une interprétation seulement partielle de ces mécanismes. Aussi, il semble pertinent d'élargir la vision du problème, en étendant le champ d'analyse aux limites de stabilité des différents régimes de combustion. C'est pourquoi le **Chapitre III** s'intéresse plus spécifiquement aux transitions entre ces régimes de stabilisation, avec une attention plus particulière sur le décrochage d'une flamme attachée, toujours en vue d'améliorer, en lien avec le chapitre précédent, la compréhension des mécanismes de stabilisation. Cette démarche requiert de délaisser la seule approche locale pour une analyse plus globale de la flamme et de son comportement transitoire. Afin de ne pas perdre de vue non plus nos objectifs de réponse aux questions relatives aux conditions aux limites thermiques et à l'importance relative des différents phénomènes physiques, l'ensemble du chapitre considère tout du long l'influence de la température initiale des réactants, entre autres pour son rôle attendu sur les couplages thermochimiques.

Après une caractérisation aérodynamique préalable des différents régimes de combustion, les limites de stabilité sont alors examinées dans la **section III.1**, tout d'abord de manière globale, sous l'effet d'un préchauffage des réactants.

Cette première analyse amène une autre interrogation, qui consiste à savoir dans quelle mesure le processus de décrochage d'une flamme attachée peut évoluer suite à une modification des couplages aérothermochimiques par préchauffage des réactants. La **section III.2** examine alors de façon spécifique le processus transitoire de décrochage, en cherchant à en comprendre le lien avec des phénomènes d'extinction locale (III.2.2) qui témoignent d'une modification de l'importance relative du mélange et de la chimie.

Ces expériences ayant mis en évidence un phénomène de flamme coupée, celui-ci est discuté dans la **section III.3** qui lui est dédiée.

Par ailleurs, le processus de décrochage considéré ici sous l'effet du préchauffage aboutit, comme état final, au régime de flammes suspendues ; ce régime de stabilisation est également l'état initial de la transition inverse (rattachement) qui permet de revenir à un régime de flammes attachées. Il apparaît donc nécessaire de caractériser a minima l'influence du préchauffage sur la stabilisation des flammes suspendues, ce qui est réalisé au cours de la **section III.4**.

Enfin, l'étude des effets relatifs des différents phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques sur la (dé)stabilisation des flammes est poursuivie dans la **section III.5** par une approche complémentaire, davantage chimique. Dans cette optique, l'analyse porte sur l'évolution de la part de chacun des phénomènes physiques en fonction des conditions aérothermochimiques, via l'examen des conséquences d'un couplage dilution/préchauffage sur le décrochage d'une flamme attachée.

Le **Chapitre IV** synthétise alors les principales conclusions qui ont pu être tirées de l'ensemble des expériences et analyses, et présente également plusieurs perspectives qui sont apparues au fil de l'étude.

Chapitre II Analyse locale de la flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur

<i>II.1</i>	<i>Approche aérodynamique – Localisation du bout de flamme</i>	33
II.1.1.	Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'extérieur (région I & I→II)	37
II.1.2.	Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'intérieur (régions II–III)	39
II.1.3.	Vision d'ensemble de la localisation et du mouvement du bout de flamme	43
a)	Mécanismes déterminés pour la stabilisation du bout de flamme	44
b)	Repositionnement vis-à-vis de la littérature	44
c)	Synthèse de l'analyse locale du mouvement du bout de flamme	47
<i>II.2</i>	<i>Approche thermique</i>	49
II.2.1.	Effets de la température initiale des réactants sur la position du bout de flamme	50
II.2.2.	Analyse de la température de la lèvre	54
II.2.2.1.	Couplage entre température de lèvre et position du bout de flamme	54
II.2.2.2.	Effet d'un préchauffage	61
II.2.2.3.	Influence de l'émissivité du brûleur	63
II.2.2.4.	Influence de la conductivité thermique du brûleur	64
a)	Effets sur les transferts thermiques	65
b)	Effets sur la localisation du bout de flamme	70
<i>II.3</i>	<i>Approche chimique de la phase gazeuse</i>	76
<i>II.4</i>	<i>Conclusion</i>	83

Chapitre II Analyse locale de la flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur

Le Chapitre I a mis en avant la nécessité d'une reconsidération des mécanismes de stabilisation d'une flamme attachée à proximité de la lèvre du brûleur en prenant en compte les couplages aérothermochimiques liés à la présence de la paroi. Une approche locale est pour cela développée, alors focalisée sur la zone de stabilisation, essentiellement marquée d'une part par la paroi du brûleur, sa lèvre, et d'autre part par l'extrémité amont de la zone réactive dénommée le « *bout de flamme* ». L'interaction entre ce bout de flamme et la lèvre sera donc au cœur de cette étude.

Cette interaction se manifeste d'abord par un positionnement relatif du bout de flamme par rapport au brûleur, qu'il conviendra donc d'analyser pour répondre à la problématique. Ce positionnement du bout de flamme est caractérisé par la hauteur d'attachement (H_a), distance axiale le séparant de la lèvre, et par le rayon d'attachement (r_a), distance radiale le séparant de l'axe de symétrie du tube (fig. II.1).

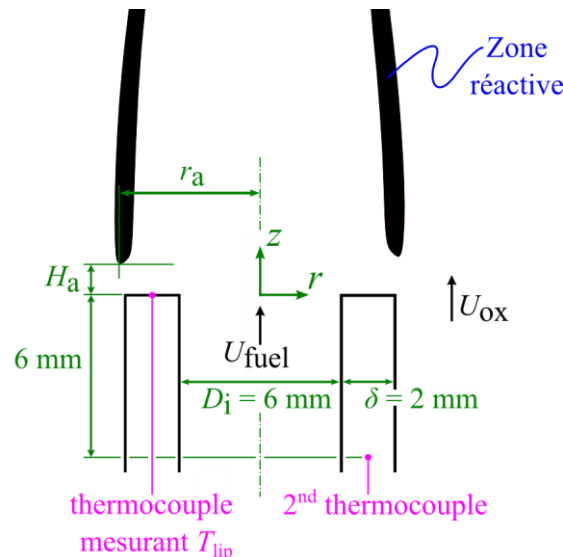


Fig. II.1 : Coupe schématique de la zone réactive et du brûleur dans la zone de stabilisation d'une flamme attachée.

Dû au phénomène de coincement évoqué précédemment, le bout de flamme ne touche pas la paroi ; son positionnement découle alors des mécanismes de stabilisation en fonction des différentes conditions aux limites, qui dépendent des caractéristiques de la phase solide (paroi), mais aussi et surtout de la nature et des conditions aérodynamiques et thermiques des écoulements. Par conséquent, les mécanismes de stabilisation sont fortement liés à la nature du bout de flamme. En particulier, celui-ci peut être considéré comme purement propagatif ou bien diffusif selon les caractéristiques de mélange (ou son absence) entre combustible et comburant dans cette zone de stabilisation.

Plusieurs cas principaux de stabilisation du bout de flamme sont théoriquement envisageables :

- Dans le premier, en l'absence de zone de mélange élargie, la réaction a lieu sur une surface, ce qui correspond à l'hypothèse de chimie infiniment rapide du modèle analytique de surface de flamme de Burke et Schumann [26] (réaction de l'oxydant et du combustible dès leur entrée en contact). Le bout de flamme est alors purement « diffusif ».

- Dans un second cas, le mélange des réactants est favorisé par des conditions aérodynamiques telles qu'une zone de recirculation derrière la lèvre du brûleur. Il existe alors un volume de gaz entièrement prémélangé [21], dans lequel peut se propager le bout de flamme, qui est alors dit « propagatif ».
- Il existe également un cas intermédiaire, dans lequel une couche stratifiée s'établit, résultant d'un gradient de concentration réparti des deux côtés d'une ligne stœchiométrique. Il y a, au sein de cette couche, une zone dans laquelle les réactants se situent dans les limites d'inflammabilité de part et d'autre des conditions stœchiométriques. Selon l'épaisseur de cette couche, le bout de flamme prendra des aspects différents. Si elle est suffisamment large, il peut se former une flamme triple ou tribrachiale [174]. Il s'agit alors d'un bout de flamme propagatif, qui possède une branche prémélangée riche du côté du jet, une branche prémélangée pauvre du côté de l'écoulement coaxial, et une queue de diffusion vers l'aval. Les trois branches se rejoignent au point triple. En revanche, si cette couche devient trop étroite pour que les deux branches prémélangées puissent se développer, le bout de flamme propagatif prend la forme d'un noyau réactionnel propagatif [211,213], la limite de cette évolution étant le front diffusif.

Dans chacun des cas, il y a au-dessus de la lèvre d'épaisseur δ une certaine distance H_a (hauteur d'attachement) marquée par l'absence de zone réactive entre la lèvre et le bout de flamme. L'absence de réaction de combustion dans cette zone, où combustible et comburant sont pourtant en contact, s'explique par le phénomène de coïncement d'un front de flamme par une paroi solide [131]. Ce coïncement résulte de deux phénomènes physiques dont l'importance relative dépend des conditions aérothermochimiques :

(i) Un coïncement thermique, qui se produit « quand la chaleur générée par la combustion ne compense plus les pertes thermiques aux parois » [151] ;

(ii) Un coïncement chimique, qui est un « processus cinétique hétérogène au cours duquel des radicaux intermédiaires hautement réactifs subissent des réactions de terminaison à la paroi » [151].

Le positionnement du bout de flamme va ainsi dépendre de l'importance de ces deux modes de coïncement qui sont parties prenantes des mécanismes de stabilisation dans ce régime particulier de flamme attachée. De par la nature aussi thermique et chimique de l'interaction entre le bout de flamme et la lèvre, des paramètres autres que le seul positionnement du bout de flamme pourront alors être également à même de caractériser cette interaction. En particulier, la température de la lèvre (T_{lip}) apparaît potentiellement représentative des transferts thermiques entre le bout de flamme et la lèvre.

Se pose à nouveau ici la question principale énoncée dans le chap. I : **Quelle est l'importance relative des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation ?** Dans cette zone de stabilisation qui fait l'objet particulier du présent chapitre et où l'interaction flamme/paroi a toute son importance, cette question principale peut alors être déclinée en plusieurs questions sous-jacentes :

- Quels rôles respectifs jouent les écoulements gazeux (conditions aux limites aérodynamiques et thermiques, composition) et la lèvre du brûleur (géométrie, propriétés thermiques et chimiques) dans l'interaction flamme/paroi et la localisation du bout de flamme ?
- Quels liens est-il possible d'établir entre transferts thermiques au brûleur et localisation du bout de flamme ?
- Quelle est la part des différents modes de transfert thermique dans la zone de stabilisation ?

- Quelle est l'importance relative des différents modes de coincement ? Quelle en est la conséquence sur la stabilisation ?
- Existe-t-il des critères thermiques (température de lèvre ou flux critique) caractérisant la limite de stabilité d'une flamme-jet attachée ?

Afin d'apporter des réponses à ces questions et déterminer l'importance relative des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation, la méthodologie consiste dans ce chapitre à modifier certains paramètres intervenant dans ces couplages et à étudier la réponse de la flamme. Cette réponse est notamment caractérisée par le positionnement du bout de flamme relativement à la lèvre du brûleur, c'est-à-dire la hauteur et le rayon d'attachement, sélectionnés comme grandeurs d'étude. Puisque les mécanismes de stabilisation font intervenir une interaction entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur, les paramètres envisagés, présentés ci-dessous, peuvent concerner tant la phase gazeuse (écoulements des réactants) que la phase solide (paroi du brûleur). Les différentes parties de ce chapitre s'articulent alors comme suit :

(i) Le choix est fait de commencer dans un premier temps par modifier les conditions aux limites aérodynamiques des écoulements gazeux réactants, en sélectionnant comme paramètre la vitesse d'injection du combustible. L'objectif recherché est alors de créer ou de changer les conditions de mélange pour déplacer la ligne stœchiométrique. En modifiant la quantité de mouvement du jet, sont également modifiés le cisaillement, le taux d'étirement et les mécanismes de recirculation. Le positionnement du bout de flamme, en réponse à ces sollicitations en fonction de la vitesse d'injection et des ratios de vitesse et de quantité de mouvement des deux écoulements, doit alors permettre de déterminer l'importance relative des conditions aérodynamiques sur la stabilisation.

(ii) Dans un second temps, c'est une approche thermique qui va être développée. Les conditions aux limites thermiques des écoulements gazeux réactants seront alors prises en compte. En particulier, afin de mieux comprendre les couplages aérothermochimiques, l'influence du niveau de préchauffage des réactants (cf. fig. I.11) sera examinée sur la hauteur d'attachement de la flamme. Il faut rappeler que la température modifie les cinétiques chimiques, le niveau de préchauffage des écoulements gazeux affectant les vitesses de réaction élémentaires. La prise en compte de ces considérations thermiques apparaît alors comme indispensable pour comprendre les mécanismes de stabilisation.

En réalité, un tel préchauffage ne modifie pas seulement la température initiale de l'oxydant, mais aussi celle du tube et donc de la lèvre du brûleur, et indirectement par couplage celle du combustible. La température de la lèvre du brûleur (T_{lip}) sera alors choisie, avec le positionnement relatif, comme la seconde grandeur à considérer pour caractériser l'interaction entre le bout de flamme et le brûleur. En effet, la température de la lèvre du brûleur est partie prenante des mécanismes de stabilisation : elle évolue de manière passive sous l'apport de chaleur par la flamme, éventuellement combiné à l'apport de chaleur par les réactants s'ils sont préchauffés, jusqu'à un équilibre thermique atteint en régime stationnaire.

D'autres moyens permettant de changer cette température de la lèvre seront alors utilisés, en modifiant les propriétés thermiques de la phase solide : la paroi du brûleur.

- En premier lieu, deux conditions distinctes d'émissivité seront choisies pour la lèvre, puis comparées en termes d'effets sur la température de la lèvre.
- En second lieu, la conductivité thermique du brûleur sera modifiée grâce à un changement de nature du matériau (cf. fig. I.10). Si la réponse de la flamme à cette modification sera analysée en

termes de température de la lèvre, comme de positionnement axial et radial du bout de flamme, l'interaction flamme/paroi sera, elle, mise en exergue via l'étude du rôle joué par la nature de la paroi sur le coincement. L'importance relative des modes de coincement thermique et chimique pouvant se trouver modifiée dans certaines conditions de température de lèvre, cette étape devrait être décisive dans la compréhension des mécanismes.

(iii) Pour conclure ce chapitre, il sera proposé comme objectif d'établir plus clairement les liens entre les propriétés réactives des écoulements réactants, les transferts de chaleur au brûleur et les mécanismes de stabilisation de la flamme. Pour cela, un autre paramètre modifiant les propriétés réactives des gaz sera considéré, via une modification de la composition de l'oxydant suite à l'ajout à l'écoulement d'air d'un diluant, tel que le dioxyde de carbone ou l'argon (cf. fig. I.12). Dans ce cas, le positionnement du bout de flamme et la température de la lèvre resteront les grandeurs de référence à examinées.

Historiquement, de par une facilité de mise en œuvre et des effets primordiaux reconnus, l'approche basée sur l'influence des conditions aérodynamiques des écoulements gazeux a été principalement employée pour étudier les mécanismes de stabilisation. C'est également ce volet aérodynamique qui sera d'abord présenté dans ce travail ; les approches ciblant les aspects thermiques et chimiques seront développées dans un second temps.

II.1 Approche aérodynamique – Localisation du bout de flamme

Afin d'apporter des réponses aux questions posées, la modification des couplages aérothermochimiques est réalisée dans un premier temps par une approche classique basée sur l'influence des mécanismes aérodynamiques. Plusieurs effets sont recherchés :

- modification du régime d'écoulement interne du jet ;
- modification du cisaillement entre les deux écoulements de réactants ;
- modification de l'entraînement d'air et du mélange ;
- déplacement de la ligne stœchiométrique ;
- modification du champ de vitesses et des recirculations derrière la lèvre du brûleur.

La variable retenue est donc la vitesse du jet combustible U_{fuel} , l'écoulement d'air restant constant à faible vitesse ($U_{\text{ox}} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$). La vitesse du jet est alors modifiée sur plus de quatre ordres de grandeur, gamme de variation favorable à l'obtention des différents effets recherchés.

Ainsi, la gamme de variation de la vitesse d'injection étudiée couvre les régimes d'écoulement du jet tant laminaire que turbulent, ainsi que des ratios de vitesse $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}}$ et de quantité de mouvement MR (*momentum ratio*), $MR = (U_{\text{fuel}}^2 \times \rho_{\text{fuel}})/(U_{\text{ox}}^2 \times \rho_{\text{ox}})$, aussi bien inférieurs que supérieurs à l'unité. La vitesse du jet conduisant à la suspension de la flamme ($U_{\text{fuel,lift}} = 15\text{--}17 \text{ m.s}^{-1}$) constitue bien évidemment la limite supérieure de cette gamme de variation, et sa limite inférieure ($U_{\text{fuel}} \approx 0,007\text{--}0,010 \text{ m.s}^{-1}$) est imposée par des contraintes expérimentales.

Comme déjà évoqué, une grandeur jugée adaptée pour rendre compte de ces modifications aérodynamiques sur le processus de stabilisation [206] est la localisation du bout de flamme (fig. II.1), qui apparaît comme un point central pour l'analyse. La détermination de ce paramètre essentiel

s'appuie sur des images de chimiluminescence du radical CH^* (cf. Annexe C-2.3), telles que celles reportées sur la fig. II.2. Le radical CH^* a été choisi pour notre étude car il est considéré comme un bon marqueur de la zone de réaction [50,94,99,229]. Le bout de flamme est alors déterminé à partir d'un post-traitement de ces images, basé sur un seuil d'intensité lumineuse du radical CH^* et sur une déconvolution des images (hypothèse d'axisymétrie, cf. Annexe C-2.3). À partir de ce post-traitement sont extraites les valeurs de la hauteur d'attachement H_a et du rayon d'attachement r_a mesurées par rapport au centre du brûleur (fig. II.1). Le bout de flamme est donc repéré par un point dit de « stabilisation », défini ici avec le post-traitement réalisé comme étant le point de la zone réactive le plus en amont de l'écoulement (du côté éloigné de l'axe central le cas échéant d'une zone de réaction dont l'extrémité amont serait représentée sur les images par plusieurs pixels).

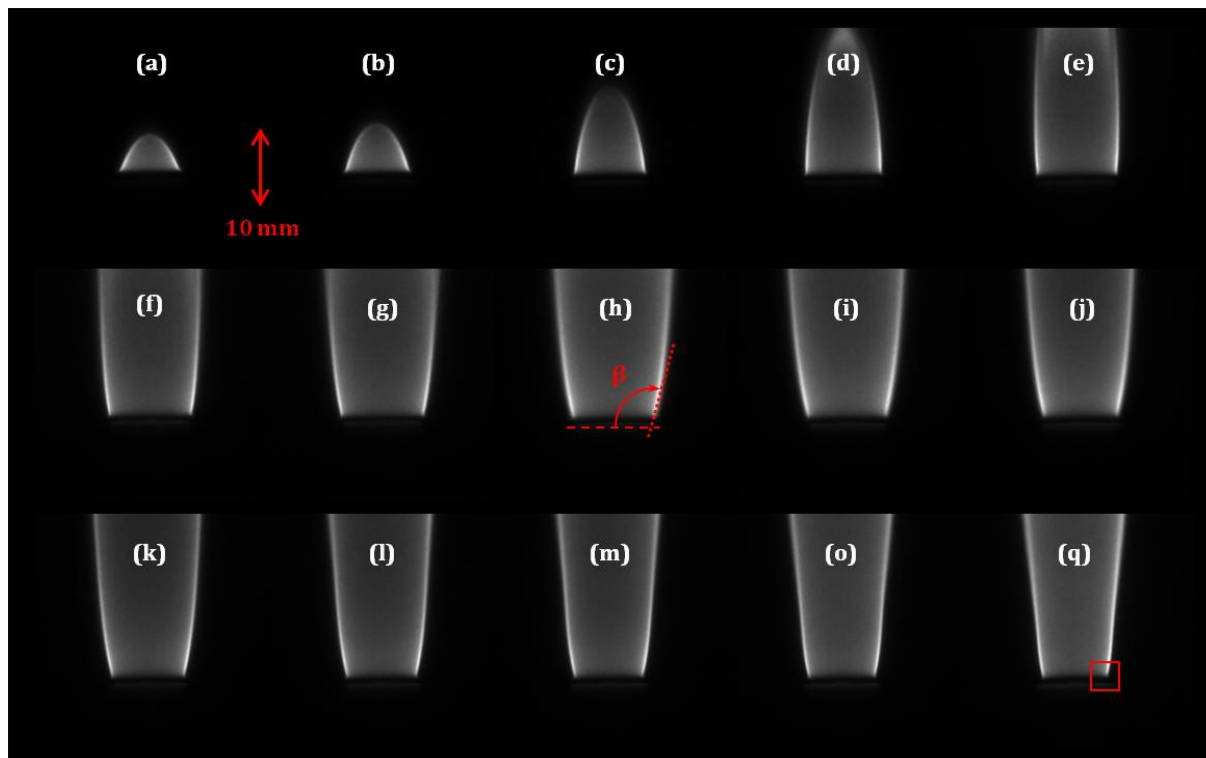


Fig. II.2 : Images^d de chimiluminescence CH^* de flammes méthane/air attachées (brûleur Al_2O_3 ; $U_{\text{ox}} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$).

cas	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)	(i)	(j)	(k)	(l)	(m)	(o)	(q)
$U_{\text{fuel}} [\text{m.s}^{-1}]$	0,01	0,02	0,05	0,09	0,18	0,40	0,70	1,3	3,7	6,2	7,5	10,0	11,3	13,8	16,4

Des campagnes de mesures ont permis l'acquisition d'images de chimiluminescence CH^* de flammes attachées sur le brûleur en alumine (Al_2O_3 , cf. Annexe A-7) pour différentes valeurs de la vitesse d'injection U_{fuel} . La fig. II.2 montre à quel point l'effet de la vitesse d'injection est significatif sur la topologie du front de flamme dans la zone de stabilisation. Cette topologie évolue en effet très fortement avec U_{fuel} , notamment entre les figs. II.2a et II.2g. Les premières images mettent en avant que la flamme, initialement de petite dimension, s'établit sur une hauteur qui augmente significativement avec la vitesse du jet. Mais l'analyse locale de la zone de stabilisation montre surtout une évolution visible du diamètre apparent à la base de la flamme. Il semble alors intéressant d'essayer de corrélérer cette évolution à celle de l'importance relative des deux écoulements. Un angle β peut être défini à cet effet, angle formé au bout de flamme entre l'horizontale et la tangente à la zone de réaction, tel que représenté sur la fig. II.2h. Cet angle est en effet susceptible d'apporter des

^d Durée d'exposition 100 ms ; $0,031 \text{ mm.pixel}^{-1}$.

indications quant au comportement relatif des écoulements du jet et de l'écoulement coaxial dans la zone de stabilisation. Les valeurs mesurées de l'angle β sont reportées sur la fig. II.3 en fonction du ratio de vitesses $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}}$. Cet angle augmente initialement avec la vitesse d'injection (U_{ox} est gardée constante), et passe par la verticale ($\beta = 90^\circ$) pour un ratio de vitesse de l'ordre de 0,5. Pour des valeurs du ratio de vitesses supérieures à 3 en revanche, cet angle n'évolue plus et conserve une valeur globalement constante (autour de 100°). Cette dernière situation correspond alors à un jet aérodynamiquement dominant, contrairement à la situation initiale pour laquelle l'écoulement coaxial semble plus largement dominer.

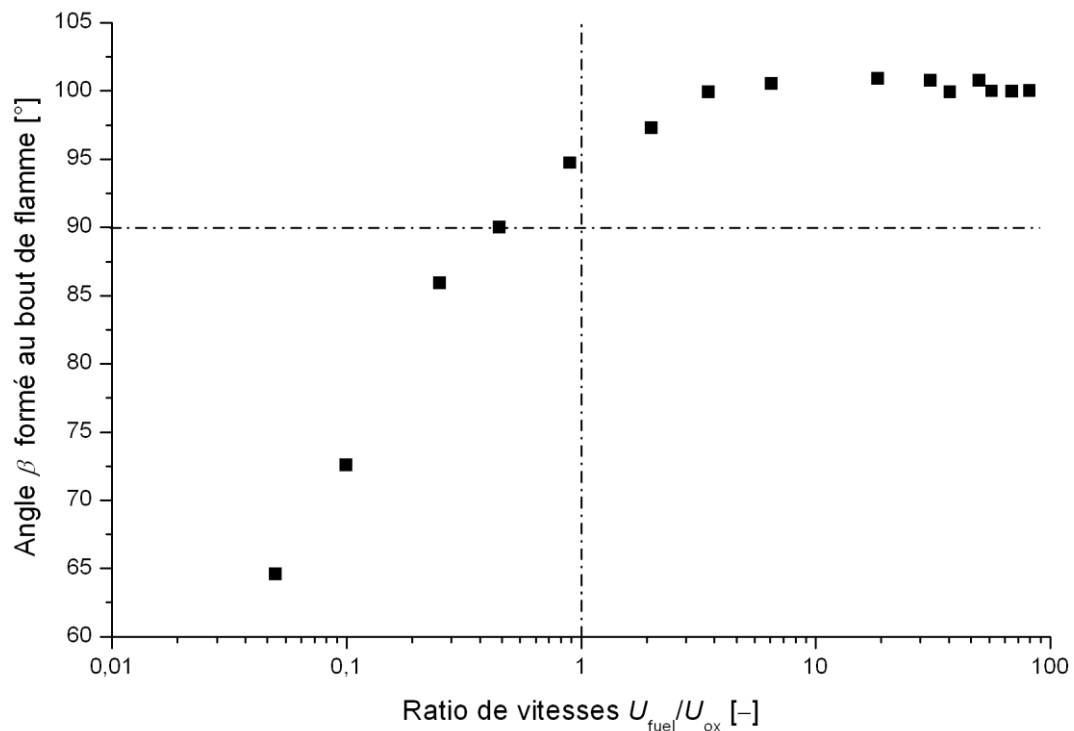


Fig. II.3 : Évolution de l'angle du bout de flamme en fonction du ratio de vitesses.

Afin de visualiser directement le positionnement axial (H_a) et radial (r_a) du bout de flamme relativement au brûleur, nous avons tracé (cf. fig. II.4) l'évolution de la position du point de « stabilisation » du bout de flamme (dans la zone du cadre rouge de la fig. II.2q) en fonction de la vitesse d'injection du combustible.

- Il ressort d'abord que la valeur de la hauteur d'attachement est dans tous les cas inférieure à celle de l'épaisseur de la lèvre du brûleur. Cette proximité laisse donc envisager de fortes interactions (notamment de type coincement) entre le bout de flamme et la lèvre.
- Une analyse préliminaire montre que, pour la plus faible vitesse étudiée ici ($U_{\text{fuel}} = 0,01 \text{ m.s}^{-1}$), le bout de flamme est stabilisé à une position radiale relativement centrale ($r_a = 3,86 \text{ mm}$) au dessus de la lèvre du brûleur et axialement éloignée ($H_a = 1,33 \text{ mm}$) de celle-ci. Avec l'augmentation progressive de la vitesse d'injection, le bout de flamme se déplace dans un premier temps vers l'amont et vers l'extérieur (trajectoire A–B sur la fig. II.4). Dans un second temps, l'augmentation de la vitesse d'injection dans une gamme de valeurs plus élevées conduit le bout de flamme à revenir se stabiliser plus en aval (B–C) et vers l'intérieur (B–D) de la lèvre du brûleur. Dans des conditions de vitesse d'injection proches de la suspension, le bout de flamme est à nouveau

globalement centré au-dessus de la lèvre du brûleur, mais axialement plus proche du brûleur que pour les faibles vitesses initiales.

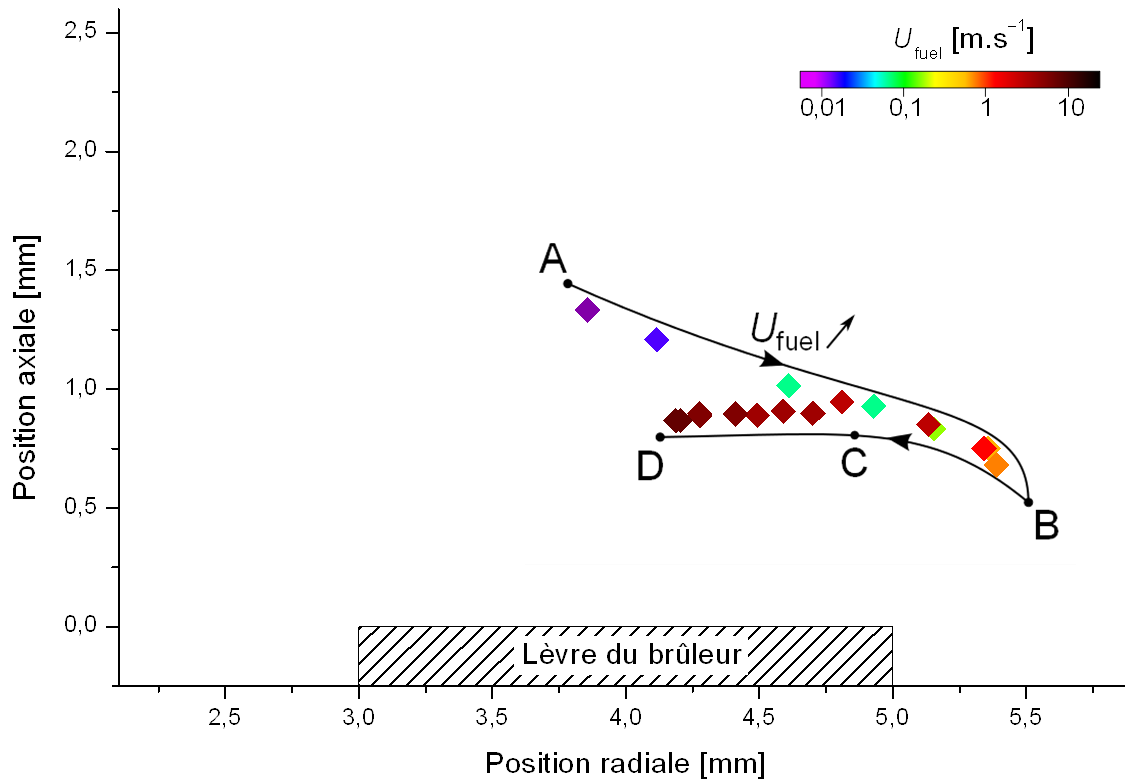


Fig. II.4 : Positionnement du bout de flamme relativement au brûleur en fonction de la vitesse d'injection du combustible.

Cette trajectoire décrite par le point représentant l'extrémité réactive visible (CH^*) du front de flamme à proximité du brûleur montre la sensibilité du positionnement de la flamme aux variations de la vitesse d'injection. En particulier, elle souligne des directions principales de déplacement (radialement vers l'extérieur puis vers l'intérieur du brûleur ; axialement vers l'amont puis l'aval de l'écoulement) qui se succèdent pour une augmentation progressive de la vitesse d'injection du combustible.

Afin de mieux appréhender ce comportement, la fig. II.5 présente indépendamment les évolutions de la hauteur d'attachement H_a et du rayon d'attachement r_a en fonction de la vitesse d'injection U_{fuel} . On distingue alors trois différentes régions correspondant chacune à une fonction monotone, H_a et r_a de U_{fuel} . Dans la région I, r_a croît alors que H_a décroît, au contraire de la région II. Dans la dernière région (III) ainsi mise en évidence, $r_a(U_{\text{fuel}})$ reste décroissante, tandis que $H_a(U_{\text{fuel}})$ peut être considérée constante, comparativement à l'évolution dans les autres régions et au vu des incertitudes de mesure (cf. Annexe C-2.3).

Les mécanismes qui contrôlent cette évolution particulière du bout de flamme, décrits jusque-là de manière qualitative lorsque la vitesse du jet combustible augmente, nécessitent à présent d'être abordés via l'analyse de la fig. II.5 en termes de phénomènes physiques. Pour chacune des régions I, II et III ainsi définies, il pourra également être intéressant de repositionner ces résultats dans un contexte scientifique plus large pouvant aider à la compréhension.

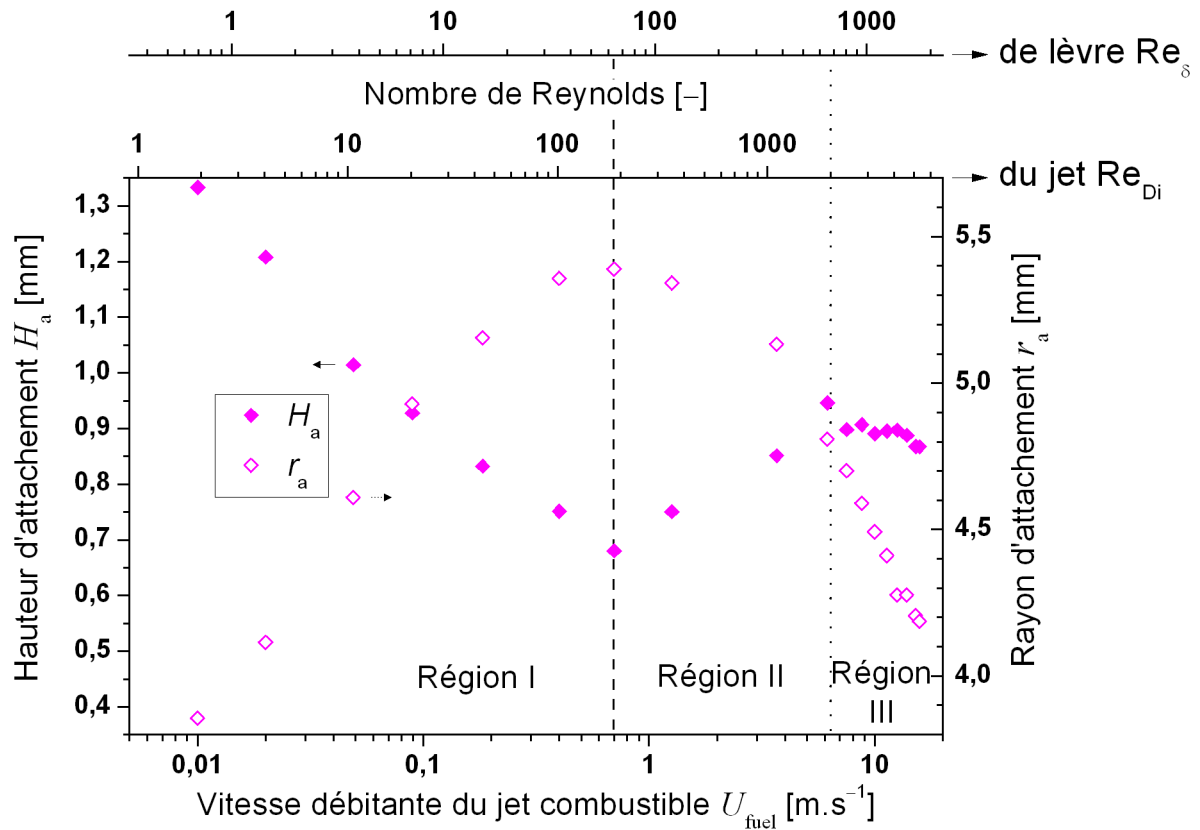


Fig. II.5 : Hauteur et rayon d'attachement en fonction de la vitesse d'injection du combustible ou du nombre de Reynolds. $Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$; $Re_{\delta} = U_{fuel} \delta / \nu_{fuel}(T_{fuel})$.

II.1.1. Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'extérieur (région I & I→II)

Dans le domaine des faibles valeurs de vitesse d'injection du combustible, lorsque U_{fuel} augmente, un déplacement du bout de flamme est observé vers l'amont (réduction de la hauteur d'attachement H_a) et vers l'extérieur (accroissement du rayon d'attachement r_a). Cette évolution est valable tout au long de la région I, jusqu'à la transition vers la région II qui s'opère lorsque le bout de flamme occupe une position extrême (le plus en amont et le plus à l'extérieur du jet) par rapport aux positions obtenues sur l'ensemble de la gamme de vitesse du jet testée. À cette position extrême, le bout de flamme est stabilisé du côté de l'écoulement coaxial à une valeur maximale $r_{a,max} = 5,39$ mm, et en amont proche du brûleur à une valeur minimale $H_{a,min} = 0,68$ mm. Il faut noter que $H_{a,min}$ et $r_{a,max}$ interviennent pour la même vitesse du jet $U_{fuel} = 0,70$ m.s⁻¹.

Cette évolution de la hauteur d'attachement avec la vitesse d'injection dans la région I correspond à celle constatée par Fujiwara et al. pour une micro-flamme non-prémélangée stabilisée sur une lèvre de faible épaisseur ($\delta = 0,2$ mm) [63]. Des valeurs de hauteur d'attachement négatives sont même observées du côté externe du brûleur ($r_a > (D_i/2 + \delta)$) pour des vitesses du jet suffisamment élevées, ainsi que reporté également par d'autres auteurs utilisant des lèvres fines [111]. Dans une telle configuration, il ne peut y avoir de zone de recirculation derrière la lèvre, et le positionnement du bout de flamme du côté de l'écoulement coaxial signifie que le phénomène de diffusion moléculaire est dans ce cas relativement important ; la stabilisation du bout de flamme est alors due à un mécanisme essentiellement diffusif.

Dans notre configuration, la lèvre plus épaisse ne permet pas de conclure aussi simplement. Quel que soit le type de stabilisation alors considéré pour le bout de flamme, davantage diffusif ou propagatif, son positionnement a nécessairement lieu dans une zone où coexistent oxydant et combustible dans les limites d'inflammabilité. Dans cette zone de faible nombre de Reynolds, peu propice au mélange aérodynamique, le déplacement radial du bout de flamme semble alors essentiellement relever d'un déplacement de la ligne stœchiométrique qui est, au même titre que l'ensemble des lignes iso-richesses, repoussée vers l'extérieur du jet avec l'augmentation de la vitesse d'injection dans la région I. Ce déplacement de la ligne stœchiométrique est principalement induit par des phénomènes aérodynamiques. Dans cette gamme de vitesses encore faibles, l'accroissement de la quantité de mouvement du jet contribue en effet rapidement à son expansion. L'ouverture du jet relativement plus importante favorise donc le transfert de masse de combustible par-dessus la lèvre du brûleur, conduisant à un mouvement de translation de la ligne stœchiométrique vers l'extérieur du jet.

D'autre part, les ratios de vitesses ($U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}}$) et de quantités de mouvement (MR) sont connus pour être des éléments-clefs de la stabilisation des flammes-jets non-prémélangées [216,246]. La fig. II.6 retrace les résultats de la fig. II.5 non plus en fonction la vitesse d'injection mais en fonction de ces deux ratios. La transition entre la région I et les régions II-III intervient alors pour des valeurs du ratio de vitesses dans la gamme 2–4 et pour des valeurs de MR dans la gamme 3–7.

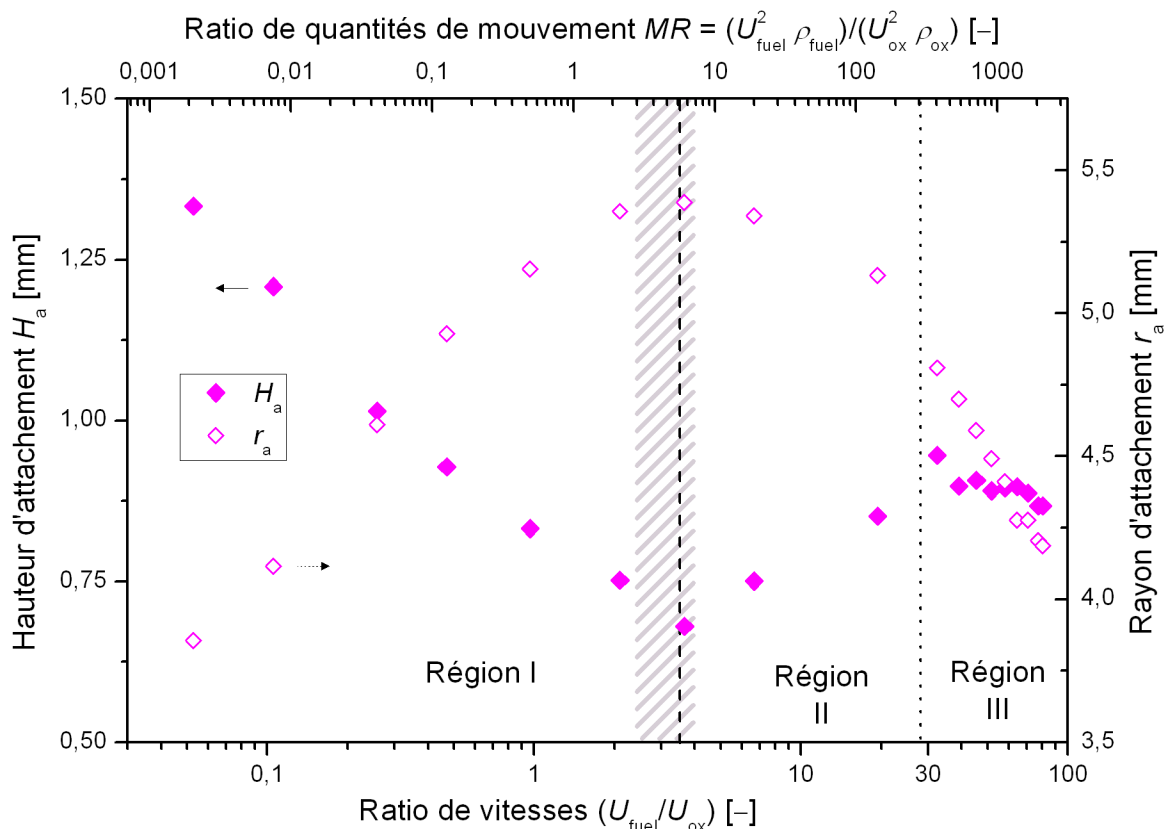


Fig. II.6 : Hauteur et rayon d'attachement en fonction des ratios de vitesses et de quantités de mouvement.

Cette valeur du rapport de vitesse à la transition I-II est alors en lien avec les visualisations de la flamme (fig. II.2) et l'évolution qui a pu en être tirée de l'angle β formé au bout de flamme (fig. II.3). En effet, la valeur de cet angle n'évolue plus au-delà de $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}} > 3$. Ce résultat tend à montrer que l'écoulement externe, s'il reste important dans la région I, n'a dans les régions II-III

qu'un effet limité sur le mouvement du bout de flamme, qui sera alors davantage dépendant du jet. Néanmoins, une analyse plus approfondie nécessiterait certainement de raisonner en termes de gradient de vitesse local, largement influencé par le développement des couches limites aérodynamiques de part et d'autre de la paroi du brûleur. Étant donné que nous n'avons pas eu accès à cette information, nous avons conservé le rapport de vitesses débitantes comme outil d'analyse, jugé globalement représentatif du gradient de vitesse et suffisamment pertinent à ce stade.

Ces résultats mettent donc en avant une limite au-delà de laquelle l'écoulement est globalement dominé (d'un point de vue aérodynamique) par le jet. Dans une configuration apparentée (flamme issue d'un jet contracté avec lèvres très épaisses assimilées à un bluff-body, $\delta = 27,6$ mm), Roquemore et al. [187] ont également constaté une transformation notable du champ aérodynamique en fonction du ratio de vitesse : l'écoulement annulaire coaxial domine pour des ratios de vitesses faibles (inférieurs à 0,4 dans ce cas, [187]), tandis que c'est le jet central qui domine pour une valeur du ratio de vitesse supérieure à 1,5 [187]. Le principe reste donc le même ici : au-delà d'une valeur du ratio de vitesses, supérieure à l'unité et identifiée ici comme étant comprise dans la gamme 2–4, le jet central devient dominant. De ce fait, le comportement du bout de flamme change, bien que toujours conditionné par un déplacement de la ligne stœchiométrique sous l'effet de mécanismes aérodynamiques, tel qu'il sera décrit dans le paragraphe suivant (II.1.2) pour les régions II et III.

En conclusion, cette région I correspond donc à de faibles nombres de Reynolds, auxquels est vraisemblablement associé un écoulement de sillage des bords du tube (lèvres), purement visqueux. Une augmentation de la vitesse d'injection déplace alors l'interface entre les deux écoulements combustible et comburant vers l'extérieur de la lèvre du brûleur selon la trajectoire A–B de la fig. II.4. Ce comportement est essentiellement guidé par l'aérodynamique très basses vitesses qui conditionne le positionnement de la ligne stœchiométrique, le bout de flamme restant *a priori* globalement diffusif dans cette région.

II.1.2. Analyse du mouvement du bout de flamme vers l'intérieur (régions II–III)

L'analyse, qui a commencé par les vitesses d'injection les plus faibles, se poursuit ici pour considérer le mouvement du bout de flamme lorsque la vitesse du jet continue d'être augmentée.

Région II

L'évolution en fonction de la vitesse du jet de la localisation du bout de flamme dans les régions II et III est globalement opposée à celle de la région I. L'augmentation de la hauteur d'attachement observée avec la vitesse d'injection dans la région II est en accord avec le mécanisme d'évolution axiale du positionnement du bout de flamme proposé par Takahashi et al. [206], attribué à un entrainement d'air plus important. Cette augmentation de la hauteur d'attachement disparaît pour les valeurs les plus élevées de la vitesse du jet, faisant apparaître une nouvelle région relative au comportement du bout de flamme, région qu'il convient également de caractériser.

Distinctions et transition entre les régions II et III

La transition entre les régions II et III est ici marquée par deux aspects.

- Le premier est le changement de régime d'écoulement à l'intérieur du jet combustible, caractérisé par des valeurs calculées du nombre de Reynolds Re_{Di} basé sur le diamètre intérieur du brûleur D_i , $Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$. Au passage des régions II à III, Re_{Di} est de l'ordre de 2300, valeur qui marque classiquement la transition entre les régimes d'écoulement laminaire et turbulent dans un tube.
- La seconde distinction entre les régions II et III provient de l'évolution relative de la hauteur d'attachement avec la vitesse d'injection. Tandis que cette hauteur d'attachement augmente significativement avec la vitesse d'injection dans la région II, son niveau ne présente pas d'évolution marquée dans la région III, comparativement aux régions I et II.

Ces deux aspects de la transition entre les régions II et III sont aisément observables sur la fig. II.7, qui représente directement la hauteur d'attachement en fonction du nombre de Reynolds Re_{Di} .

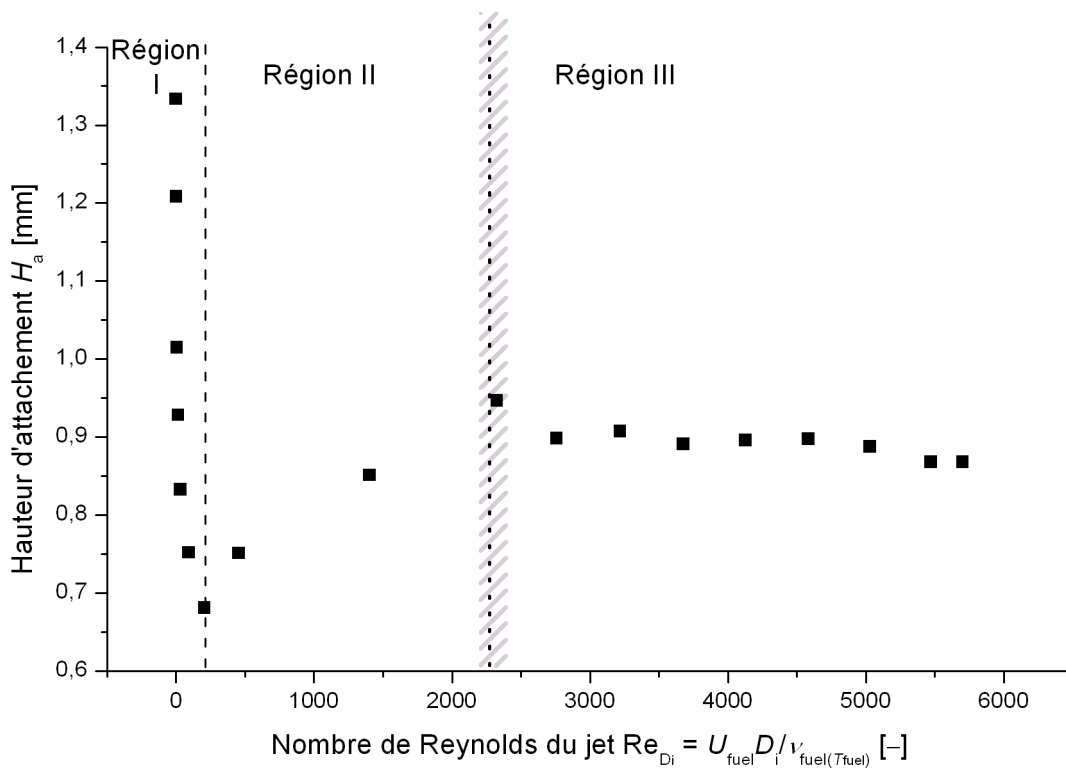


Fig. II.7 : Hauteur d'attachement en fonction du nombre de Reynolds du jet.

À ce niveau, il est important de rappeler d'autres résultats obtenus exactement dans la même configuration. Min et al. ont en effet réalisé des mesures de vitesse par LDA (*laser Doppler anemometry*) axialement à $z = 0,5$ mm [155]^e. Les résultats font état de valeurs de vitesse locale axiale négatives au-dessus du brûleur ($3,0 \text{ mm} \leq r \leq 5,1 \text{ mm}$) dans la région III, mais pas dans la région II ($U_{fuel} = 4,0 \text{ m.s}^{-1}$). Ces vitesses axiales localement négatives, obtenues pour des vitesses du jet de combustible égales à $10,0 \text{ m.s}^{-1}$ et $12,5 \text{ m.s}^{-1}$ attestent d'une recirculation qui favorise le mélange et le maintien de la flamme en régime attaché ; dans cette région III, la position axiale du bout de flamme est faiblement dépendante de la vitesse d'injection.

^e Brûleur HT-310 (cf. Annexe A-7), $U_{ox} = 0,1 \text{ m.s}^{-1}$.

Si cette évolution de la hauteur d'attachement semble être cohérente avec l'évolution de la structure aérodynamique du jet combustible, en revanche le lien avec la position radiale reste complexe, celle-ci diminuant régulièrement lorsque la vitesse d'injection augmente dans les régions II et III. Comme dans la région I présentée précédemment, ce décalage du positionnement du bout de flamme est à rapprocher d'un déplacement de la ligne stœchiométrique. Pour un même sens de variation de la vitesse d'injection, les régions II-III présentent un sens de déplacement de la ligne stœchiométrique opposé à celui de la région I. Alors que dans la région I c'est principalement l'évolution de l'expansion du jet qui domine, une augmentation de la vitesse dans les régions II-III engendre alors un entrainement plus important de l'air ambiant ($U_{ox} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$) [160] dû à la quantité de mouvement accrue du jet combustible.

Afin de valider cette hypothèse d'accroissement de l'entrainement d'air à la base de la flamme dans les régions II-III, des mesures de vitesses ont été réalisées par PIV (*Particle Image Velocimetry*, cf. Annexe C-4), technique jugée intéressante pour consolider l'analyse aérodynamique. Cependant, les niveaux de vitesses requis pour satisfaire les contraintes expérimentales (débit minimal indispensable pour un ensemencement en particules solides) restreignent les possibilités d'exploration des champs. En pratique, les contraintes du dispositif n'ayant pas convenablement permis d'ensemencer le jet de combustible, seuls les résultats obtenus par ensemencement de l'écoulement d'air permettront d'apporter des éléments complémentaires à l'analyse.

La fig. II.8 présente le champ moyen de vitesses obtenu pour $U_{fuel} = 10,7 \text{ m.s}^{-1}$ (région III) dans les cas non réactif (fig. II.8a) et réactif (fig. II.8b). Dans le cas non réactif (fig. II.8a), les vecteurs vitesses sont distinctement dirigés vers le jet combustible. L'entrainement d'air est très significatif, y compris pour des positions radiales relativement éloignées du jet. La vitesse radiale contribue pour moitié à la norme du vecteur vitesse, comme montré par la fig. II.9 où sont tracées les valeurs des vitesses absolues et radiales, le long de la ligne verte visible dans la fig. II.8. Dans le cas réactif (fig. II.8b), l'écoulement loin du jet, résultant d'une compétition entre entrainement d'air et déflexion induite par la zone de réaction, n'apparaît au final que peu affecté par le jet, même si l'effet de l'entrainement d'air reste tout de même conséquent à l'approche de la zone réactive. Bien que l'effet rétroactif de la zone de réaction sur l'écoulement soit clairement visible (la présence de la flamme diminue considérablement l'entrainement d'air [82]) et affecte davantage la composante radiale de la vitesse (fig. II.9) du côté externe du brûleur ($r = 6 \text{ mm}$), les résultats de PIV confirment cependant l'importance de l'apport d'oxydant par effet d'entrainement d'air au niveau du bout de flamme.

Suspension

Avec l'augmentation de la vitesse du jet combustible (limite de la région III), les mécanismes de stabilisation finissent par devenir inefficaces à maintenir la flamme en régime attaché, et les équilibres sont rompus : c'est la suspension de la flamme. Il semble alors pertinent de s'intéresser plus en détails à cette limite de stabilité, l'étude de ce détachement devant être à même d'apporter des éléments de compréhension complémentaires concernant les phénomènes de stabilisation.

L'analyse aérodynamique la plus classique relative au détachement d'une flamme stabilisée sur un brûleur [206], indique que lors d'une augmentation importante de la vitesse d'injection, les couches de cisaillement et les vitesses locales sont trop élevées pour que la flamme puisse se maintenir attachée ; l'équilibre est alors rompu et la flamme se suspend. C'est aussi ce qui est obtenu ici pour une valeur de $U_{fuel} = 16,9 \text{ m.s}^{-1}$.

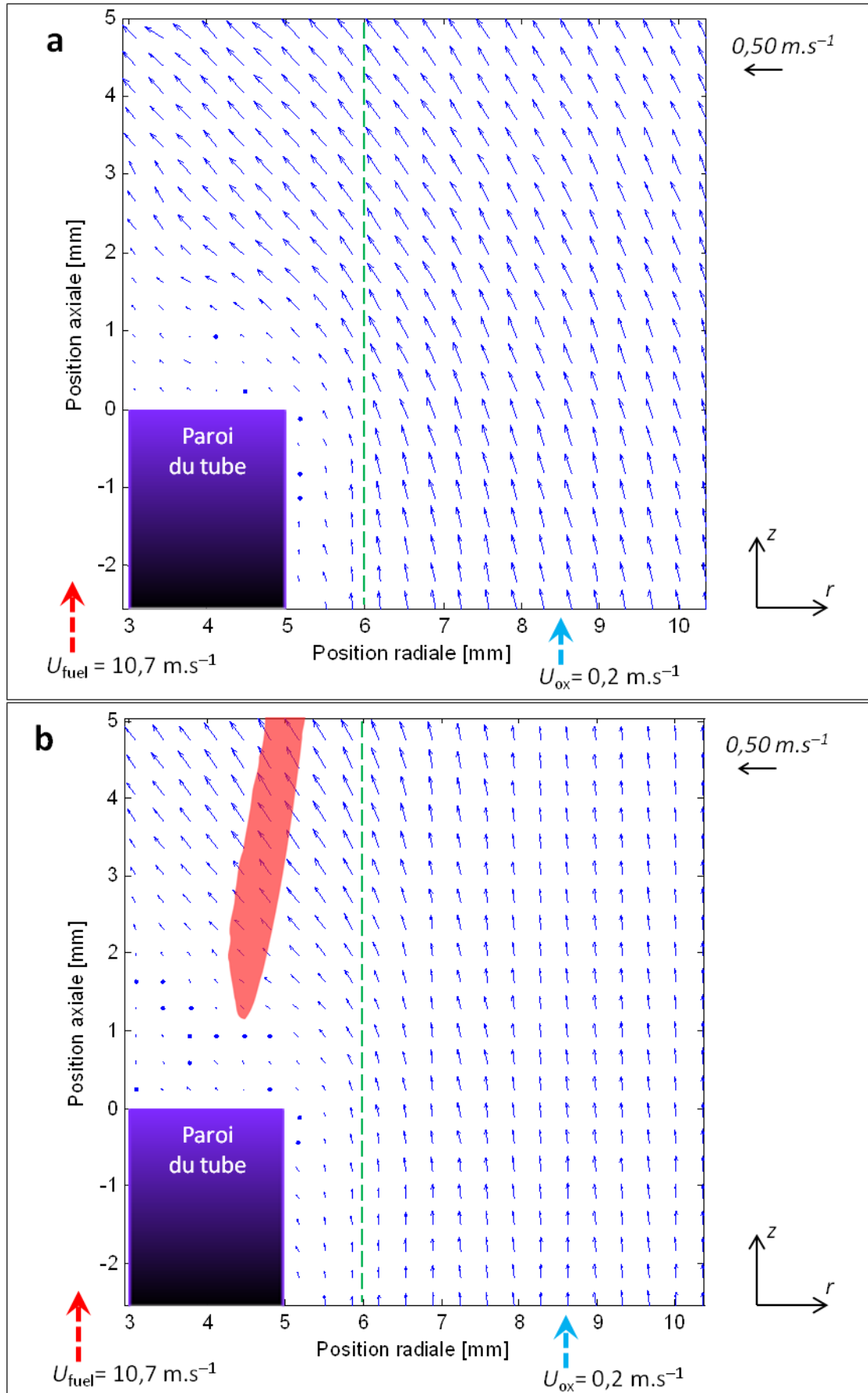


**Fig. II.8 : Champ de vitesses moyennes dans la zone de stabilisation ; $U_{\text{fuel}} = 10,7 \text{ m.s}^{-1}$ (région III).
(a) Écoulement non réactif ; (b) écoulement réactif (zone rouge : position visible de la flamme).**

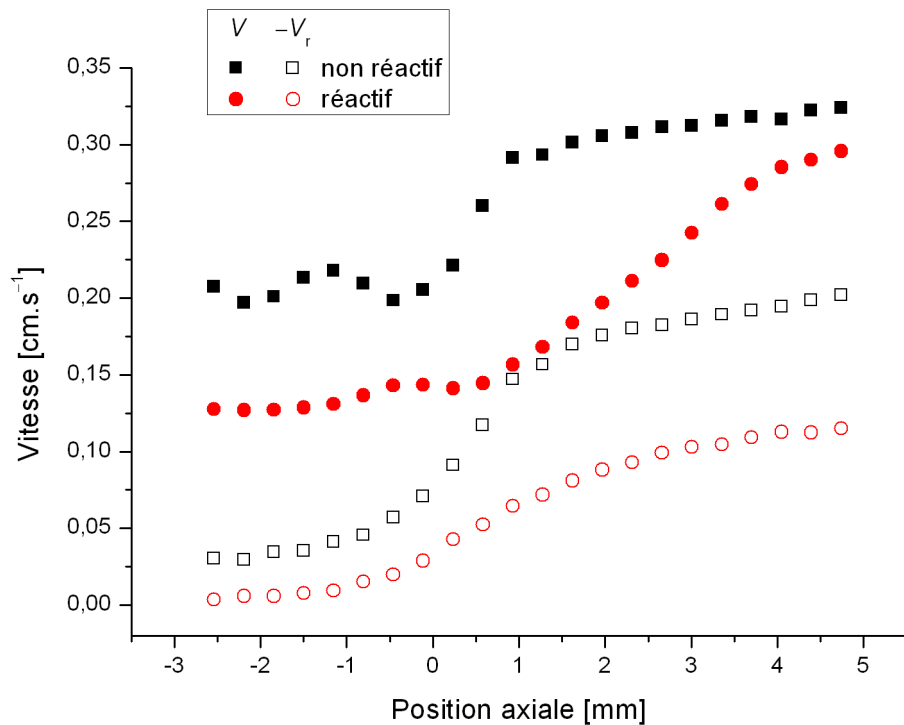


**Fig. II.9 : Évolution des vitesses absolue (V) et radiale (V_r).
Cas réactif et non réactif ; $r = 6 \text{ mm}$; $U_{\text{fuel}} = 10,7 \text{ m.s}^{-1}$ (région III).**

Robson et Wilson [186] montrent, dans le cas d'un brûleur à lèvre fine ($\delta = 0,2 \text{ mm}$), qu'en réalité deux phénomènes physiques se cumulent pour favoriser la suspension (rupture de stabilisation) de la flamme avec l'élévation de la vitesse d'injection : d'une part, l'augmentation de la vitesse locale de l'écoulement, et d'autre part, la modification des profils de concentration. Cette évolution est induite par un entrainement radial d'air (et donc d'oxygène) accru, qui provoque un décalage de la stabilisation vers le jet interne, où les vitesses locales d'écoulement sont plus élevées, conduisant alors au décrochage.

Dans le cadre de notre étude, l'évolution particulière de $H_a = f(U_{\text{fuel}})$ observée dans la région III précédant la suspension est attribuée à la lèvre relativement épaisse qui, créant des conditions aérodynamiques favorables de vitesses plus faibles, « protège » le bout flamme et se distingue ainsi d'un processus classique de suspension pour lèvres fines [167,207,243].

Le mouvement du bout de flamme ayant été spécifiquement analysé au sein de chaque régime aérodynamique de stabilisation identifié, il semble à présent opportun de compléter cette vision, à la fois par une analyse comparative avec la littérature et par une analyse synthétique.

II.1.3. Vision d'ensemble de la localisation et du mouvement du bout de flamme

L'analyse locale développée dans la zone d'attachement, basée sur l'évolution de la localisation du bout de flamme, a permis l'identification de plusieurs régimes aérodynamiques de stabilisation. Avant de repositionner nos résultats vis-à-vis de la littérature, il apparaît d'abord

souhaitable de revenir sur les mécanismes possibles pour la stabilisation du bout de flamme relativement à ces différentes régions aérodynamiques identifiées.

a) Mécanismes déterminés pour la stabilisation du bout de flamme

Au-delà des précédentes analyses aérodynamiques qui justifieraient du déplacement de la ligne stœchiométrique, se pose la question de savoir si le bout de flamme se stabilise réellement dans des conditions localement stœchiométriques. Dans la littérature, il est souvent fait état de la formation d'une zone de prémélange en amont d'une flamme attachée [69], conduisant à une stabilisation sur, ou très proche de, la ligne stœchiométrique. Dans ce cas, les caractéristiques intrinsèques du bout de flamme sont assimilées à celle d'un front prémélangé qui se propage le long d'une ligne où le prémélange est donc proche de la stœchiométrie, condition pour laquelle la vitesse fondamentale est plus élevée [21]. Certaines études reportent au contraire une stabilisation de la flamme dans une zone de richesse locale ϕ plus pauvre [211], de l'ordre de $\phi = 0,65$ [99], $\phi \approx 0,55$ [213] voire $\phi \approx 0,5$ [212], très proche des limites d'inflammabilité.

Dans le cadre de cette étude, nous n'avons eu accès à aucune mesure de richesse locale. Il n'est donc pas possible de confirmer la véracité de l'une ou l'autre des deux propositions évoquées ci-dessus pour savoir si la stabilisation du bout de flamme est de nature diffusive, propagative en mélange pauvre ou bien propagative en mélange stœchiométrique. De même, il n'est pas possible de savoir si cette richesse locale au point de stabilisation reste identique quelle que soit la vitesse du jet combustible, ou bien si au contraire elle évolue en fonction de la vitesse d'injection, voire plus généralement en fonction des conditions aérothermochimiques, le bout de flamme se déplaçant également en fonction des conditions aérodynamiques. Autrement dit, la question « le bout de flamme est-il toujours stabilisé dans de mêmes conditions de richesse locale quelle que soit la vitesse du jet combustible ? » reste entière. Le fait que les déplacements de la ligne stœchiométrique (basé sur l'analyse aérodynamique) et du bout de flamme (mesuré) coïncident ne suffit pas en l'état à répondre de manière définitive à cette question.

Néanmoins, l'hypothèse retenue ici est que dans la région I, le bout de flamme est principalement diffusif, et suit une ligne iso-concentration proche de la stœchiométrie dont la position est principalement guidée par l'aérodynamique.

Dans les régions II-III en revanche, on peut supposer qu'un mélange se forme dans la zone de stabilisation en amont du bout de flamme, qui sera donc considéré par la suite comme propagatif, sans pour autant que la richesse locale au niveau du bout de flamme ne soit déterminée.

C'est sur la base de ces hypothèses, permises par l'interprétation des résultats obtenus, qu'est poursuivie l'étude des couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation de la flamme attachée.

b) Repositionnement vis-à-vis de la littérature

Afin de consolider l'analyse qui vient d'être développée quant à l'importance des conditions aérodynamiques dans les mécanismes de stabilisation, il semble intéressant de pouvoir repositionner les résultats dans un contexte scientifique approprié. La littérature présente assez peu d'études

expérimentales dédiées à la localisation du point de stabilisation de flammes attachées, ce qui ne facilite pas les comparaisons. Ceci est probablement imputable aux difficultés de mise en œuvre de diagnostics dans la zone de stabilisation de la flamme et notamment à proximité du brûleur (problèmes d'ensemencement, réflexions laser sur la surface solide...). Il est cependant possible d'extraire de certaines études des valeurs de la hauteur d'attachement et donc d'effectuer une comparaison, directement réalisable en particulier avec les résultats de Min et al. [154]^f (cf. fig. II.10). N'ayant pas été conduits pour des vitesses d'injection très faibles, les travaux de Min et al. [154] n'ont pas permis d'identifier la région I examinée précédemment. Dans les régions II et III en revanche, l'accord entre les présents résultats et ceux de Min et al. [154] est très bon, même si le nombre plus limité de vitesses d'injection examinées ne permet pas de distinguer explicitement les deux régions.

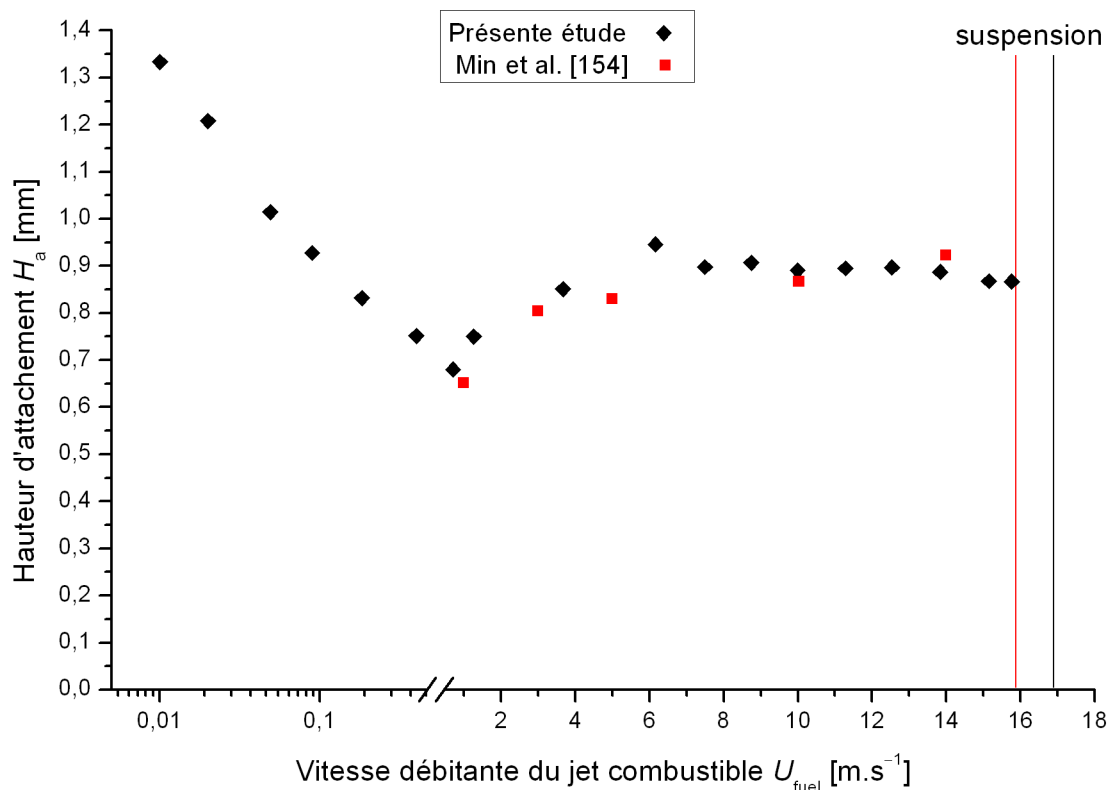


Fig. II.10 : Comparaison des hauteurs d'attachement mesurées (brûleur Al_2O_3) avec Min et al. [154] (brûleur HT-310).

Dans l'objectif de pouvoir extraire des informations complémentaires, nous avons également souhaité confronter nos résultats aux valeurs des hauteurs d'attachement issues d'autres études de la littérature. Si la similitude avec la configuration de Min et al. rend les résultats directement comparables, d'autres conditions diffèrent de manière spécifique à chaque configuration expérimentale. Il apparaît donc nécessaire d'adimensionnaliser les résultats préalablement à toute comparaison. L'analyse étant ici basée sur des régimes aérodynamiques de stabilisation de la flamme-jet à proximité de la lèvre du brûleur, il semble judicieux de retenir pour cette adimensionnalisation des paramètres de caractère aérodynamique représentatifs des différences de configuration rencontrées. Pour cela, l'épaisseur de la lèvre a naturellement été prise en compte, ainsi que la vitesse de l'écoulement coaxial et le rapport de masses volumiques entre le jet et l'écoulement coaxial. Ce dernier paramètre, qui n'avait jusque là pas été explicitement introduit, est néanmoins un élément

^f S'il s'agit d'une configuration identique, il n'en reste pas moins que certaines différences (système de débitmétrerie, opérateur, post-traitement des images...) peuvent justifier l'intérêt d'une telle comparaison.

important pour la stabilisation des flammes-jets car il affecte, avec le ratio de vitesses, le mélange dans la couche de cisaillement, et apparaît donc comme un facteur déterminant de la localisation du contour de la ligne stœchiométrique et de l'étirement exercé sur ce contour [246]. L'ensemble des résultats collectés et ainsi adimensionnés est présenté dans la fig. II.11.

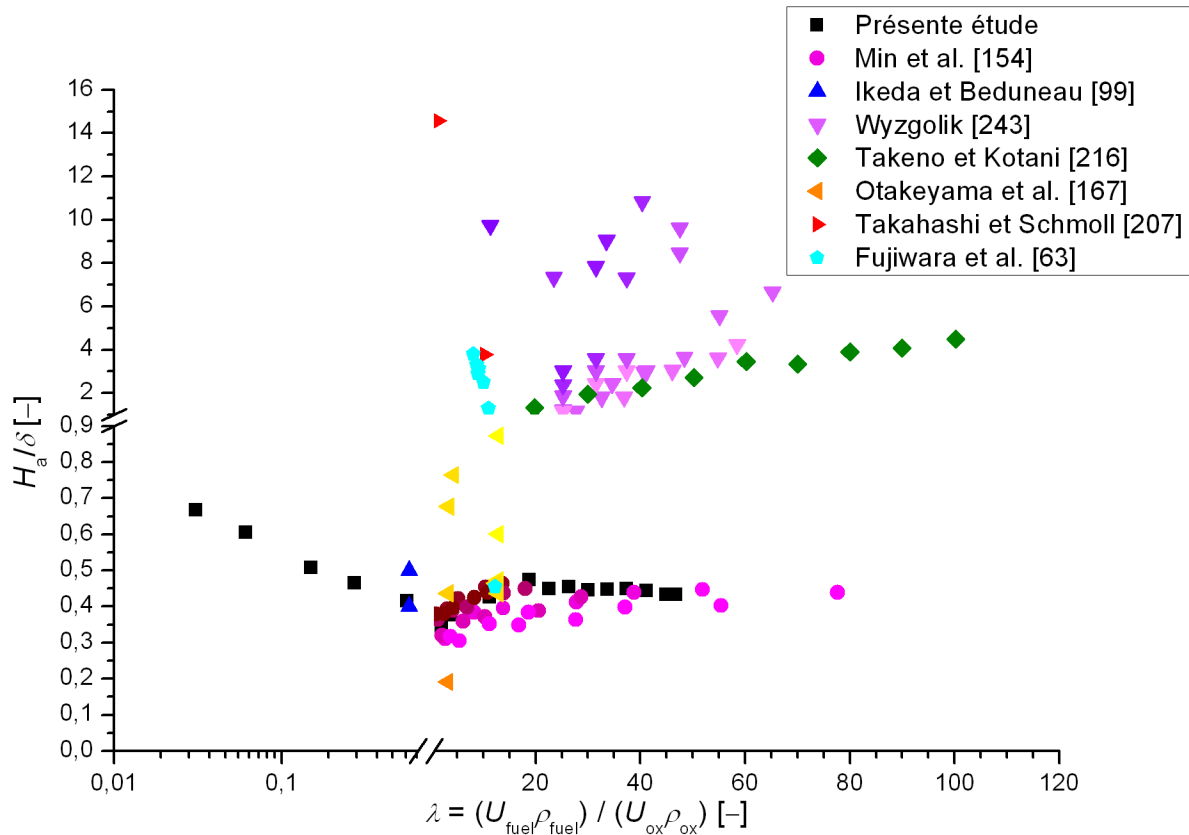


Fig. II.11 : Comparaison de hauteurs d'attachement mesurées dans diverses configurations expérimentales[§].

Les résultats, majoritairement obtenus dans les régions II et III, apparaissent à première vue dispersés avec des valeurs du rapport entre la hauteur d'attachement et l'épaisseur de lèvre généralement supérieures à celles relevant de notre étude.

Certaines évolutions se retrouvent cependant, comme dans les travaux de Fujiwara et al. [63] réalisés à de très faibles vitesses d'injection assimilées à la région I, qui montrent une diminution de la hauteur d'attachement avec l'augmentation de la vitesse du jet, cohérente avec l'évolution identifiée précédemment pour cette région I.

D'autre part, les résultats de Takeno et Kotani [216] montrent que pour des valeurs du ratio $(U_{\text{fuel}} \times \rho_{\text{fuel}}) / (U_{\text{ox}} \times \rho_{\text{ox}})$ nettement supérieures à l'unité, la hauteur d'attachement croît avec l'augmentation de la vitesse d'injection, également en cohérence avec la présente analyse à partir de la région II qui correspond à un entrainement d'oxydant croissant.

Toutefois, même si la méthode de détermination de la hauteur d'attachement peut influencer quelque peu les résultats [99], le découpage en régions identifiées précédemment ne trouve pas de

[§] Les principaux paramètres sont :

- la vitesse du jet combustible U_{fuel} [63,154,207,216,243] + présente étude ;
- la vitesse d'écoulement coaxial U_{ox} [154,167,207,243], à la variation de laquelle correspondent les gradients de couleurs ;
- l'épaisseur de lèvre [167] ; et
- la méthode de mesure de H_a [99].

correspondance généralisée dans la fig. II.11, aussi en partie dû au manque de données dans la région I. La fig. II.11 montre que l'adimensionnement proposé ici faisant intervenir l'épaisseur de la lèvre et la vitesse d'écoulement coaxial reste cohérent pour des configurations expérimentales relativement proches [99,154]. Il est en revanche loin d'être universel, car la fig. II.11 laisse surtout ressortir d'autres effets qui apparaissent lorsque les paramètres aérodynamiques (diamètre du jet, épaisseur de lèvre, vitesses des écoulements) sont variés sur une gamme bien plus large [154,167,243].

De plus, l'absence constatée d'autosimilarité générale témoigne que d'autres conditions doivent être prises en compte, telles que le combustible ou encore le matériau du brûleur. Ceci est particulièrement notable sur les résultats obtenus par Otakeyama et al. [167], où le combustible (méthane) était largement dilué par de l'azote. De façon similaire, la flamme de gaz de ville de Takeno et Kotani [216] était stabilisée dans un écoulement coaxial de produits de combustion d'un mélange pauvre, donc de composition et de température différentes de l'air ambiant. Dans ces deux cas, tant la composition que la température initiale des écoulements de réactants ont des conséquences significatives sur les couplages aérothermochimiques ; il sera par conséquent intéressant d'étudier l'influence spécifique de ces deux paramètres.

Cette analyse mériterait donc de mieux prendre en compte les différences entre les expériences des études compilées pour en tirer d'autres explications relatives aux écarts observés sur la stabilisation du bout de flamme. Elle n'est cependant pas poursuivie ici, afin de se recentrer sur l'interprétation de nos propres résultats.

c) Synthèse de l'analyse locale du mouvement du bout de flamme

Afin de comprendre le rôle et l'importance relative des phénomènes aérodynamiques dans les mécanismes de stabilisation, une première approche a été réalisée via l'étude locale du déplacement du bout de flamme et de sa trajectoire globale en fonction de la vitesse du jet. Cette première analyse purement aérodynamique de la stabilisation nous permet déjà d'apporter quelques éléments de compréhension de la fig. II.12, qui rappelle l'évolution du bout de flamme lorsque la vitesse du jet de combustible augmente.

La situation initiale, correspondant au point A, traduit le cas d'une très faible vitesse du jet intérieur au brûleur (quelques cm.s^{-1}), alors que l'écoulement extérieur a une valeur supérieure et constante de $0,2 \text{ m.s}^{-1}$. Cette situation conduit à une expansion de l'écoulement extérieur, dès la lèvre du brûleur, et à une déviation des lignes de courant vers le centre du brûleur. Lorsque la vitesse du jet issu du brûleur augmente, cette expansion est de plus en plus contrainte et limitée par le jet central qui à son tour se développe en s'opposant à l'expansion de l'écoulement d'air. L'interface entre les deux écoulements se déplace alors vers l'extérieur de la lèvre du brûleur, en direction du point B.

Une augmentation plus forte de la vitesse du jet engendre alors une modification importante de sa structure (laminaire-turbulent), une zone de recirculation plus importante dans le sillage de la lèvre, mais conduit également à un entrainement d'air, la vitesse du jet devenant largement supérieure à celle (toujours constante) de l'écoulement extérieur.

Si cette analyse strictement aérodynamique peut permettre de comprendre le mouvement global sur une trajectoire s'écartant du centre ($A \rightarrow A'$), puis s'en rapprochant ($A' \rightarrow D'$), elle ne peut être satisfaisante lorsqu'il s'agit d'expliquer l'évolution du comportement du « bout de flamme » que si elle est associée à un élément majeur : les deux écoulements sont constitués de gaz différents, air et méthane, de masse volumique distincte (densité à température ambiante $\rho_{\text{fuel}}/\rho_{\text{air}} = 0,55$).

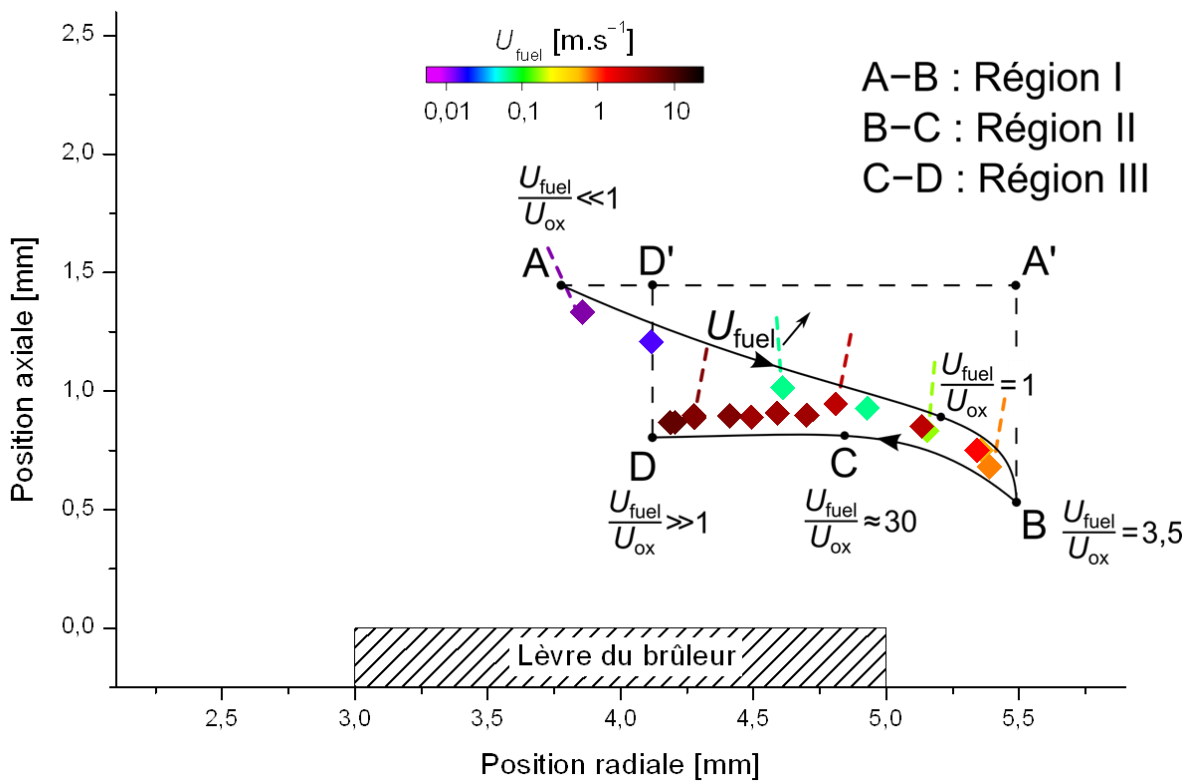


Fig. II.12 : Évolution de la position du bout de flamme en fonction de la vitesse du jet (brûleur Al_2O_3). L'angle β (cf. figs. II.2 et II.3) est également superposé pour certaines vitesses d'injection.

Nous ne disposons pas de mesures du champ de concentration. Néanmoins, dans l'hypothèse d'un « bout de flamme » initialement diffusif (région I) principalement stabilisé dans une zone d'isoconcentration, et probablement sur une ligne proche de la stœchiométrie directement influencée par l'aérodynamique d'interaction des écoulements du jet et de l'air, les analyses suivantes peuvent être proposées.

(i) Comme le présentent les images de chimiluminescence (fig. II.2), dans le cas d'une faible vitesse du combustible (région I), l'expansion de l'écoulement d'air, plus lourd que le méthane, conduit à une flamme en forme de cône, dont l'« angle du bout de flamme » est très faible ($\approx 65^\circ$, cf. fig. II.3). Lorsque le jet de méthane commence à se développer du fait de l'augmentation de sa vitesse, cet angle augmente, le bout de flamme se décalant alors vers l'extérieur de la lèvre du brûleur. Compte tenu de l'épaisseur de la lèvre, l'« angle du bout de flamme » peut atteindre une valeur de 90° avant que le rapport $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}}$ ne soit égal à 1, mais en revanche la totalité de son expansion n'est elle obtenue que pour $U_{\text{fuel}}/U_{\text{ox}} \approx 3$ du fait de la différence de masse volumique. Dans cette région I, le jet reste laminaire et la lèvre présente un sillage où l'écoulement est d'abord purement visqueux, jusqu'au développement d'une recirculation au sein de laquelle les effets visqueux peuvent dans un premier temps rester encore importants. Ce phénomène pourrait en partie expliquer la remontée à l'amont de la position du bout de flamme ($A' \rightarrow B$), mais surtout être à l'origine d'une évolution du mécanisme de stabilisation : le bout de flamme, initialement de type diffusif lorsque l'écoulement est purement visqueux, peut présenter un comportement transitionnel avec l'apparition d'une recirculation, passant ainsi progressivement d'une nature diffusive à un caractère propagatif.

(ii) Dans la région II, l'angle du bout de flamme se maintient, attestant d'une trajectoire stabilisée (translation seule) des lignes d'isoconcentration qui cependant se déplacent vers le centre du brûleur sous l'influence de l'aérodynamique et de la recirculation dans le sillage de la lèvre. Ce tourbillon de recirculation qui évolue dans le sillage est de plus en plus contraint par l'effet d'entraînement de la part du jet de combustible, qui rapidement domine dès lors que le jet devient turbulent (région III). Le bout de flamme devient alors propagatif suite au mélange induit par la recirculation, et conserve une hauteur quasi constante, même s'il continue à se rapprocher de l'axe du brûleur tout en restant dans la zone de ralentissement de vitesse derrière la lèvre.

Nous avons donc vu que le positionnement du bout de flamme était largement conditionné par les conditions aérodynamiques des écoulements. Néanmoins, les autres aspects des couplages aérothermochimiques, comparativement peu abordés dans la littérature, ne sont pas à négliger. Ainsi, les caractéristiques réactives du bout de flamme apparaissent comme un élément essentiel des mécanismes de stabilisation. Celles-ci dépendent en priorité de la composition des écoulements de réactants ainsi que de leur température initiale. Afin d'isoler leurs effets respectifs, chacun de ces paramètres sera abordé séparément ; le choix est fait de commencer par la température initiale des réactants.

II.2 Approche thermique

L'approche aérodynamique de l'analyse des couplages aérothermochimiques a permis de souligner certains comportements spécifiques du bout de flamme selon les conditions de vitesse d'injection. De par ces couplages complexes existant dans la zone de stabilisation, les conditions thermiques et chimiques conservent cependant un rôle nécessairement important, dont il convient de connaître l'influence au sein des phénomènes considérés.

Ainsi, afin de consolider la compréhension des mécanismes de stabilisation du bout de flamme, il est à présent proposé une approche thermique de l'analyse de l'interaction entre le bout de flamme et le brûleur :

- Dans un premier temps, il a été choisi de faire varier la température initiale de l'écoulement d'air, en examinant l'évolution de la localisation du bout de flamme en lien avec l'analyse développée depuis le début du chapitre ;
- Dans un second temps, il sera proposé une analyse de la température de la lèvre du brûleur en lien avec l'approche aérodynamique, d'abord de façon couplée avec les observations du positionnement du bout de flamme, puis en considérant les effets d'une modification des propriétés thermiques du brûleur.

II.2.1. Effets de la température initiale des réactants sur la position du bout de flamme

La vitesse du jet combustible, confirmée dans les premiers paragraphes de ce chapitre comme prépondérante dans les mécanismes de stabilisation, apparaît cependant comme insuffisante pour expliquer certaines différences constatées dans la littérature sur cette seule base de considérations aérodynamiques. Un second paramètre doit donc être maintenant examiné, la température initiale des réactants, dans l'objectif de modifier les propriétés réactives des écoulements gazeux. L'effet de cette température initiale est alors étudié sur la position du bout de flamme, afin de comprendre un aspect complémentaire des couplages aérothermochimiques et de leur implication dans les mécanismes de stabilisation. Pour des raisons liées aux contraintes expérimentales en présence de préchauffage, l'étude est conduite avec le brûleur HT-310 (cf. Annexe A-7) et se limite ici aux régions II et III.

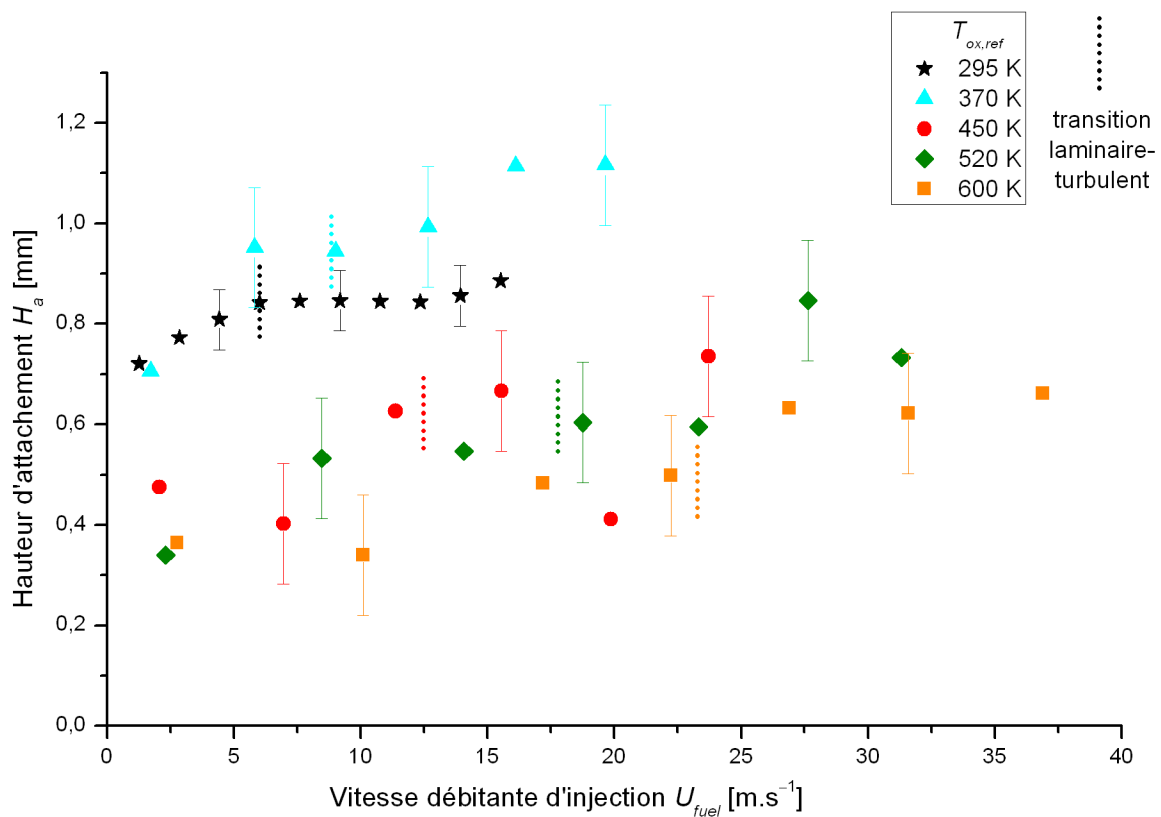


Fig. II.13 : Effets du préchauffage sur l'évolution de la hauteur d'attachement (brûleur HT-310).

La fig. II.13 présente les valeurs de hauteur d'attachement mesurées avec le brûleur HT-310 pour différentes valeurs de la température initiale des réactants, jusqu'à 600 K. Comparée au cas à température ambiante, l'évolution de la hauteur d'attachement en fonction de la vitesse du jet dans ces régions II-III est similaire pour tous les cas avec préchauffage : globalement, le bout de flamme recule vers l'aval lorsque la vitesse d'injection augmente. En revanche, la transition laminaire-turbulent du régime d'écoulement du jet (basée sur le calcul du nombre de Reynolds du jet, $Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu(T_{fuel})$), proposée comme une marque de distinction entre les régions II et III identifiées à température ambiante, ne correspond plus aussi clairement à un changement dans le positionnement axial du bout de flamme avec préchauffage, et ce quel que soit le cas considéré. Le nombre relativement réduit de points de mesure et l'incertitude légèrement plus élevée avec préchauffage (cf. Annexe C-2.3)

apparaissent comme de potentielles causes pouvant limiter une distinction entre des régions II et III. Ces régions II-III seront donc considérées de manière indifférenciée avec préchauffage.

Au-delà d'une évolution des hauteurs d'attachement finalement assez similaire pour les différents cas de préchauffage, l'intérêt de la fig. II.13 réside dans la comparaison des valeurs obtenues en fonction du niveau de préchauffage ($T_{\text{ox,ref}}$) par rapport au cas non préchauffé ($T_{\text{ox,ref}} = 295 \text{ K}$). Il apparaît qu'un faible préchauffage ($T_{\text{ox,ref}} = 370 \text{ K}$) conduit à un éloignement de la position axiale du bout de flamme vis-à-vis de la lèvre du brûleur. En revanche, pour des températures de préchauffage plus élevées, ($T_{\text{ox,ref}} \geq 450 \text{ K}$) les hauteurs d'attachement décroissent fortement et le bout de flamme se stabilise plus près de la lèvre. Il y a donc un comportement particulier avec l'augmentation du préchauffage des réactants : le bout de flamme s'éloigne d'abord légèrement de la lèvre du brûleur puis s'en rapproche, tel qu'illustré pour une vitesse donnée du jet ($U_{\text{fuel}} = 13 \text{ m.s}^{-1}$) dans la fig. II.14.

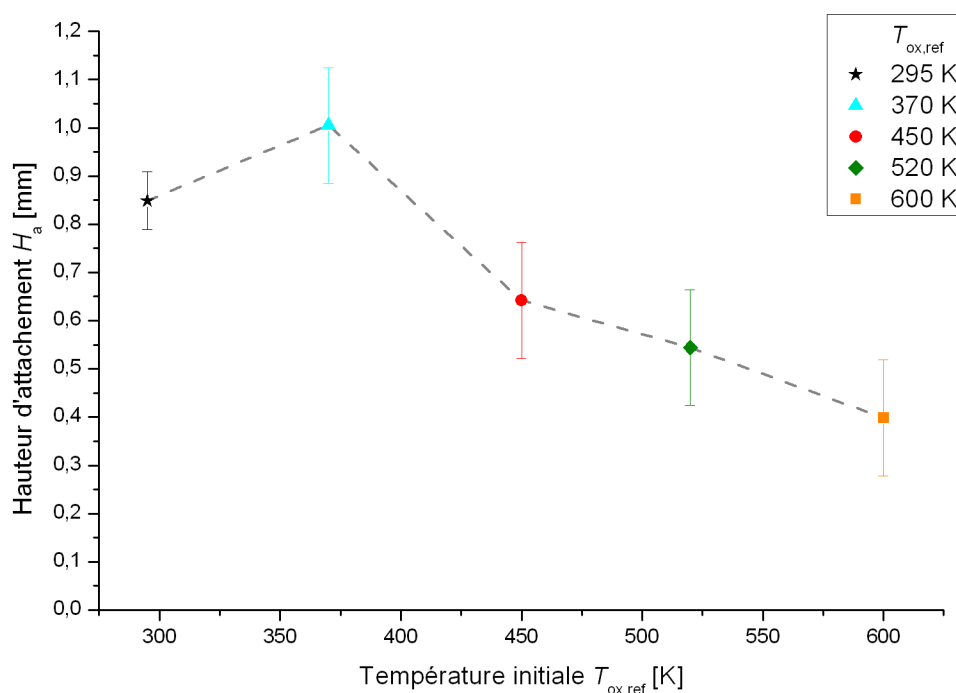


Fig. II.14 : Évolution de la hauteur d'attachement en fonction du préchauffage ; $U_{\text{fuel}} = 13 \text{ m.s}^{-1}$ (brûleur HT-310).

Le rapprochement du bout de flamme est relativement « attendu » lorsque la température de l'écoulement augmente. En effet, avec le caractère propagatif du bout de flamme dans ces régions II-III, l'augmentation de la température initiale des réactants entraîne un accroissement de sa vitesse de propagation, ce qui favorise donc un positionnement axial plus proche de la lèvre du brûleur.

L'éloignement du bout de flamme de la lèvre du brûleur en revanche, dans une faible gamme de température (295 K → 370 K), amène davantage de questions. Ce comportement a pourtant déjà été identifié par Kim et al. [115] dans une configuration où la température de surface de la paroi pouvait être modifiée. Avec une augmentation de la température de paroi, Kim et al. ont identifié trois régimes qu'ils ont associés à trois modes de coincement d'une flamme par une paroi : régimes thermique, hétérogène et homogène [115]. Ainsi, pour les températures de surface les moins élevées, le coincement thermique domine et la distance flamme/paroi diminue avec l'augmentation de la température de surface : c'est le régime thermique. Le régime hétérogène intervient dans une certaine gamme de températures de surface plus élevées, lorsque les réactions hétérogènes de surface deviennent prépondérantes et favorisent la destruction des radicaux : la distance flamme/paroi augmente alors légèrement avec l'accroissement de la température de surface. Enfin, la distance

flamme/paroi chute avec l'augmentation de la température de surface au-delà d'une certaine valeur. C'est le régime homogène attribué par Kim et al. à une transition dans le mécanisme réactionnel d'oxydation, favorisant une production de radicaux fortement réactifs dans la zone de réaction homogène qui compense leur recombinaison hétérogène [115].

Dans l'étude de Kim et al. [115], les plages de température et les températures de transition entre les différents régimes de coincement correspondent donc à la température de surface de la paroi, tandis que les températures considérées dans la fig. II.14 sont celles de l'écoulement gazeux oxydant. La relation qui peut être faite entre les deux études est donc délicate.

De plus, les faibles écarts constatés restent proches des incertitudes de mesures (cf. barres d'erreurs et Annexe C-2.3), aussi ce comportement apparemment spécifique en termes de positionnement axial du bout de flamme avec faible préchauffage ne sera pas davantage examiné dans le cadre de notre travail : il fera l'objet d'un traitement spécifique lors d'une analyse ultérieure incluant la nature chimique de la paroi. Des écarts plus grands entre les valeurs de hauteur d'attachement existent avec un préchauffage plus important, c'est pourquoi il semble davantage intéressant de retenir l'évolution globale entre les deux cas extrêmes ici, à température ambiante et à 600 K.

L'effet du préchauffage est en revanche davantage marqué sur l'évolution du rayon d'attachement, tel qu'illustré sur la fig. II.15. Ainsi, l'analyse aérodynamique précédente est ici confirmée pour tous les niveaux de température explorés : l'augmentation de la vitesse du jet conduit à un positionnement du bout de flamme davantage vers l'intérieur, en lien les couplages aérothermochimiques. Il se produit en effet un déplacement des lignes iso-concentrations suite à l'entraînement d'air, renforcé par les fortes vitesses d'injection atteintes avec préchauffage.

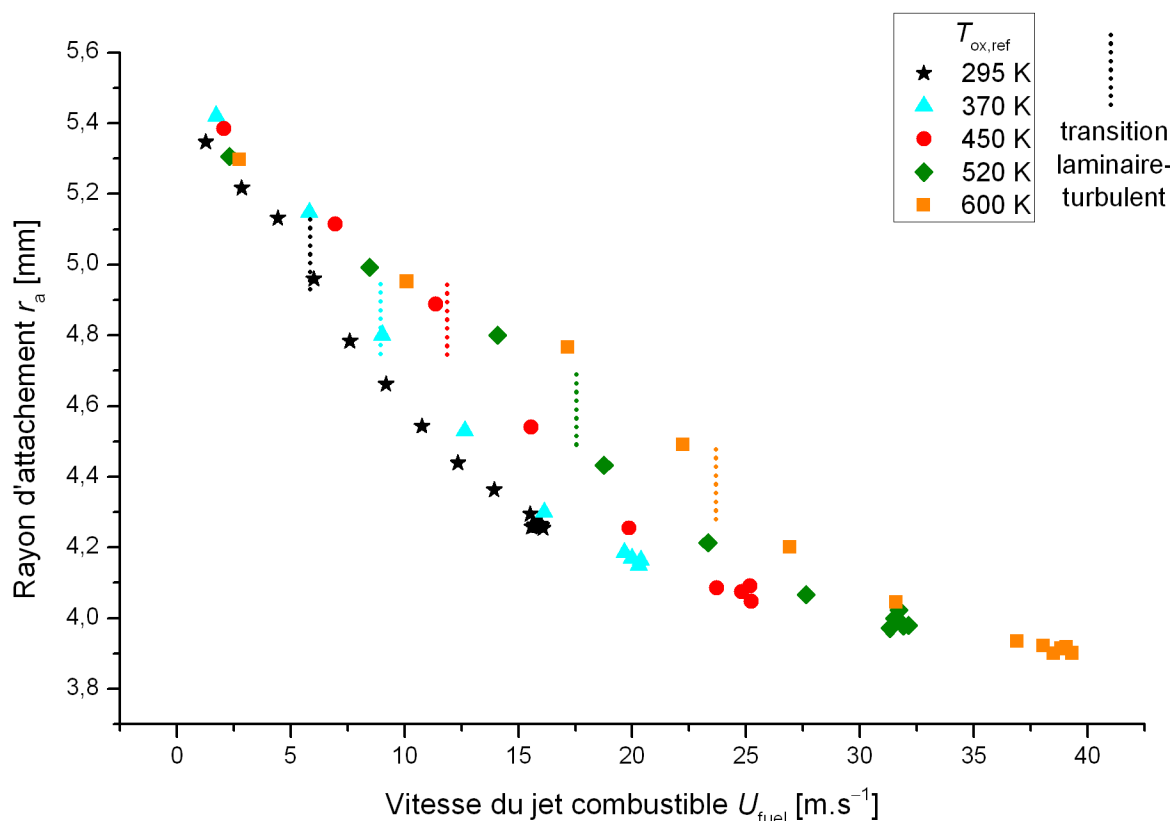


Fig. II.15 : Effets du préchauffage sur l'évolution du rayon d'attachement (brûleur HT-310).

Dans une moindre mesure, la transition du régime d'écoulement du combustible à la turbulence semble également affecter légèrement l'évolution du rayon d'attachement. La diminution du rayon d'attachement avec l'augmentation de la vitesse du jet apparaît en effet plus prononcée suite à la transition laminaire-turbulent, en cohérence avec un entrainement d'air plus important par le jet turbulent accentuant le rapprochement de la ligne stoechiométrique vers le jet.

Au final, le rayon d'attachement dans des conditions de vitesse d'injection précédant la suspension décroît directement avec l'augmentation du préchauffage (fig. II.16). Cette observation corrobore une fois de plus l'analyse précédente des couplages : dans les cas préchauffés, le bout de flamme est stabilisé radialement plus proche du jet interne, à une position où la vitesse locale de l'écoulement est supposée plus élevée (comparativement aux positions radiales plus importantes). La stabilité étendue de la flamme attachée malgré ce rapprochement vers le jet est alors permise par une vitesse de propagation du bout de flamme accrue sous l'effet du préchauffage.

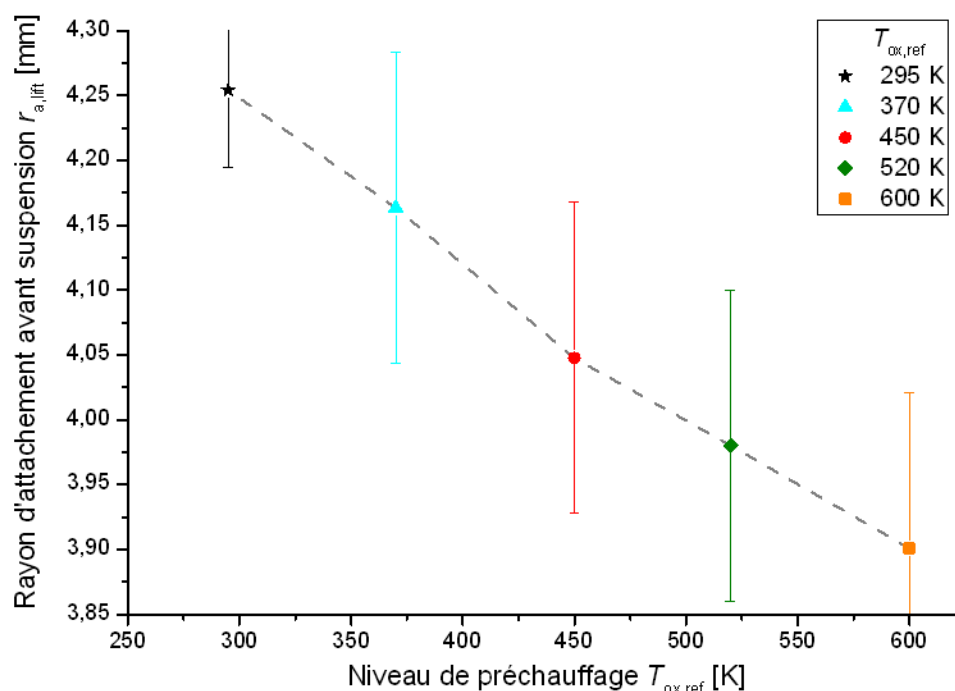


Fig. II.16 : Évolution du rayon d'attachement à la suspension en fonction du préchauffage (brûleur HT-310).

Cette première approche thermique de l'analyse des couplages peut être synthétisée comme suit : le préchauffage des réactants conduit globalement à une stabilisation du bout de flamme se rapprochant de la lèvre du brûleur et du jet interne. Ceci est notamment vrai à l'approche de la suspension, qui nécessite alors des vitesses d'injection plus grandes, atteintes en présence de préchauffage. L'augmentation de la température initiale des réactants accroît donc la stabilité de la flamme attachée, en partie, vraisemblablement, grâce à une amélioration des propriétés réactives des écoulements gazeux, notamment via un effet positif sur la vitesse de propagation du bout de flamme.

Cependant, il est à noter que dans notre configuration, l'augmentation de la température de l'écoulement d'air induit le chauffage du tube du brûleur et en conséquence une augmentation de la température de la lèvre. Ceci provoque donc également une augmentation de la température du combustible issu du brûleur, mais pas nécessairement dans les mêmes proportions en fonction des conditions d'injection.

Il apparaît donc nécessaire de distinguer les différentes températures, de paroi, du combustible et de l'oxydant, pour déterminer leurs effets relatifs. C'est l'un des objectifs que nous allons donc maintenant poursuivre, en nous intéressant à l'évolution de la température de la lèvre, température qui résulte et témoigne d'un équilibre thermique entre la zone de réaction, l'écoulement et la paroi lorsque la flamme est stabilisée à proximité du brûleur. Cette étude des effets du préchauffage sera ensuite reprise et développée dans le chap. III dédié aux conditions globales de stabilisation de la flamme (limites de stabilité) avec préchauffage, puisqu'il ressort que la température initiale des réactants joue un rôle particulièrement important sur le domaine de stabilisation des flammes attachées (figs. II.13 et II.15).

II.2.2. Analyse de la température de la lèvre

Les paragraphes précédents ont porté sur le positionnement du bout de flamme relativement au brûleur, considéré comme une grandeur pertinente marquant l'interaction entre ce bout de flamme et la lèvre. Ce positionnement du bout de flamme a été étudié en fonction de la vitesse d'injection puis de la température initiale des réactants, modifiant ainsi les conditions aux limites aérodynamiques comme thermiques des écoulements gazeux. De par les couplages aérothermochimiques, une augmentation de la température initiale des réactants impacte aussi bien les propriétés réactives des écoulements réactants, le développement des couches limites aérodynamiques et thermiques ou encore les transferts thermiques dans la zone de stabilisation du brûleur. C'est pourquoi nous avons choisi de prendre en compte une autre grandeur, la température de la lèvre du brûleur (cf. Annexe B-1), nécessairement modifiée dans le cas d'un écoulement préchauffé, et qui apparaît comme un autre témoin de l'interaction bout de flamme/paroi du brûleur supposé représentatif des transferts thermiques au brûleur et de l'équilibre aérothermochimique atteint lors de la stabilisation.

II.2.2.1. Couplage entre température de lèvre et position du bout de flamme

Deux grandeurs représentatives des interactions entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur ont donc été retenues dans cette étude : la température de la lèvre et le positionnement du bout de flamme. Ce dernier ayant déjà été étudié sous l'effet de divers paramètres, il s'agit maintenant de confronter directement ces deux grandeurs afin d'appréhender les couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation. Notamment, il semble intéressant de resituer des mesures de température de la lèvre par rapport aux régions I-II-III, identifiées sur la base de critères aérodynamiques en fonction de la vitesse d'injection (II.1).

À cet effet, la température de la lèvre a d'abord été mesurée dans une configuration sans préchauffage ($T_{\text{ox,ref}} = 295 \text{ K}$). La fig. II.17 présente les résultats obtenus correspondants aux régions I, II et III précédemment explorées. Les couplages dans la zone de stabilisation sont tels que la température de la lèvre est fortement affectée : la température de la lèvre atteint des valeurs bien supérieures à la température ambiante (température initiale des réactants), témoignant ainsi de transferts thermiques conséquents dans la zone de stabilisation, à travers lesquels le brûleur subit un apport de chaleur de la part de la flamme.

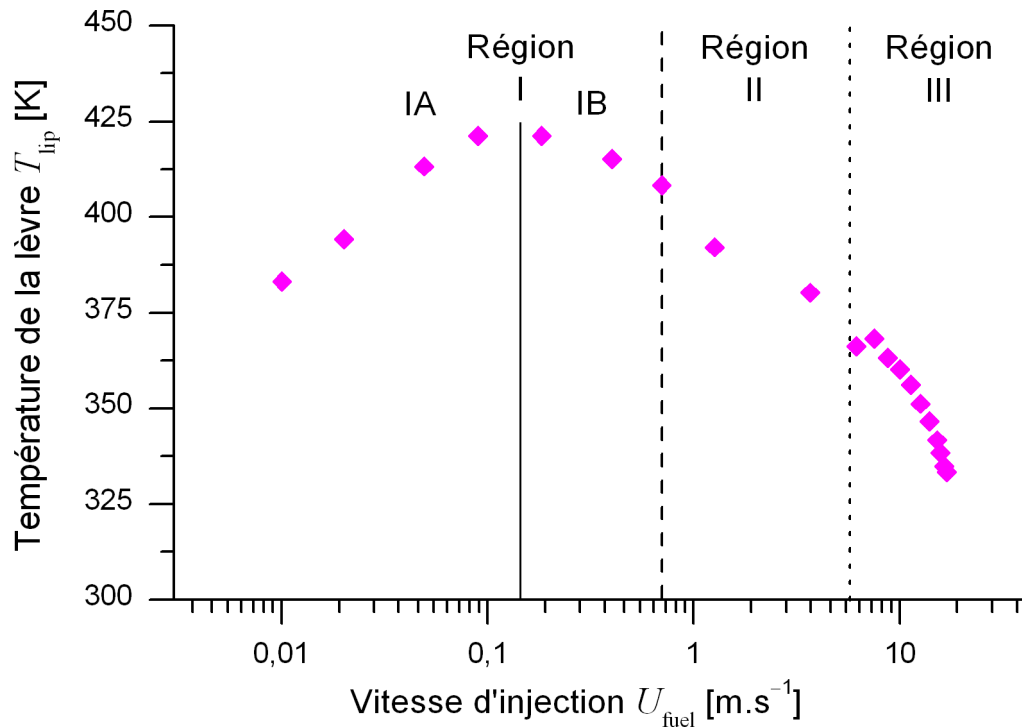


Fig. II.17 : Évolution de la température de la lèvre du brûleur (Al_2O_3) en fonction de la vitesse d'injection (sans préchauffage).

La région I fait apparaître un comportement particulier pour lequel la courbe de la température de lèvre présente un maximum à $T_{\text{lip,max}} = 421 \text{ K}$. Cette température de lèvre maximale est atteinte pour une vitesse du jet ($U_{\text{fuel}} = 0,15 \text{ m.s}^{-1}$) inférieure à celle correspondant à la localisation extrême de la flamme ($U_{\text{fuel}} = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$) délimitant les régions I et II. Ce maximum de température de lèvre marque donc une transition au sein même de la région I, qui peut alors être subdivisée en deux sous-régions A et B. Dans la première partie (sous-région IA), la température de la lèvre augmente avec l'accroissement de la vitesse d'injection du combustible, tandis qu'elle diminue dans la seconde partie (sous-région IB), cette tendance se poursuivant lorsque la vitesse du jet augmente, c'est-à-dire dans les régions II et III au sein desquelles la température de la lèvre décroît très nettement.

Afin de mieux comprendre les couplages entre les transferts thermiques et l'aérodynamique dans cette zone d'attachement, ces résultats sont maintenant représentés en fonction d'un nombre de Reynolds Re_δ basé sur l'épaisseur de la lèvre et une température de l'écoulement à basse vitesse « léchant » la lèvre, de l'ordre de la température de la lèvre : $\text{Re}_\delta = U_{\text{fuel}}\delta/\nu_{\text{fuel}}(T_{\text{lip}})$ (fig. II.18). L'analyse aérodynamique a en effet déjà souligné le rôle de ce nombre de Reynolds pour de faibles vitesses du jet, comparables voire nettement inférieures à celle de l'écoulement extérieur.

La région IA est alors identifiée pour des valeurs de Re_δ inférieures à 10, correspondant à un écoulement de sillage du côté combustible, purement visqueux. Dans une telle configuration où les effets visqueux sont donc particulièrement importants, les temps caractéristiques de diffusion de masse ou de chaleur deviennent comparables voire inférieurs à ceux de la convection [62]. Un tel écoulement visqueux peut permettre de considérer que dans le cas de très basses vitesses du jet, le transfert de chaleur conductif joue un rôle majeur dans la zone gazeuse située entre la base de la flamme et la lèvre du brûleur [93].

Le pic de température $T_{\text{lip,max}}$ est obtenu pour des valeurs de Re_δ comprises entre 10 et 15, valeurs qui pourraient marquer la transition entre un écoulement de sillage purement visqueux et le

développement de tourbillons de recirculation dans le sillage, comme c'est le cas dans le sillage d'un obstacle de type barreau cylindrique [191].

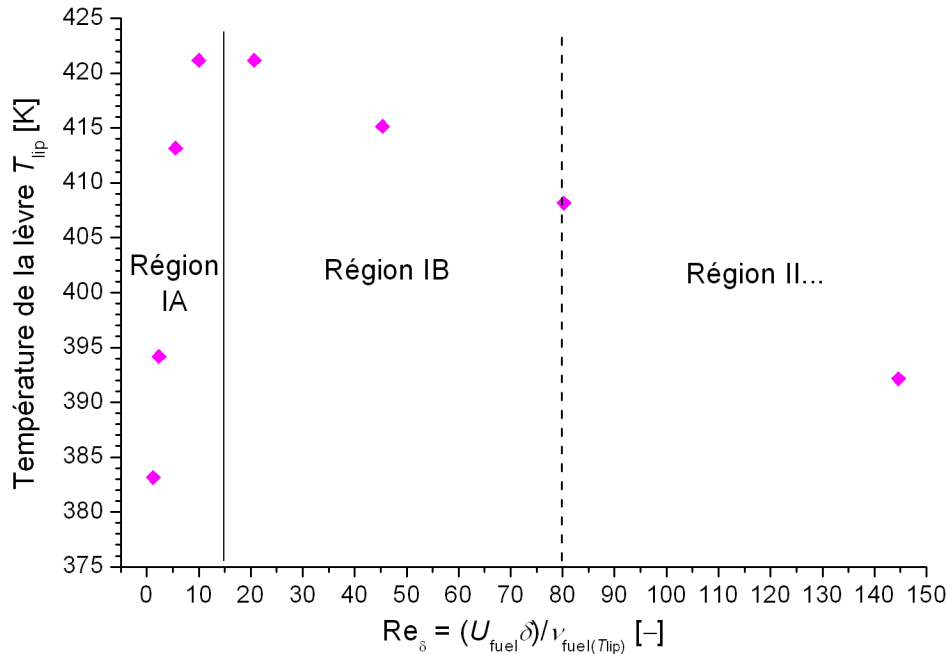


Fig. II.18 : Température de la lèvre du brûleur en fonction de $Re_{\delta} = U_{fuel}\delta/\nu_{fuel}(T_{lip})$ (brûleur Al_2O_3).

Au-delà des résultats couplant écoulement aérodynamique et température de surface du brûleur, et afin de mieux analyser ce comportement de la zone de réaction dans la zone de stabilisation, il est nécessaire de corréler l'évolution de la température de la lèvre à la position du point de stabilisation. On constate alors (figs. II.5 et II.17 superposées sur la II.19), dans la région IA, que l'augmentation de la température de lèvre correspond à une diminution de la hauteur d'attachement. Ce rapprochement de la flamme favorise donc un accroissement des transferts de chaleur entre la flamme et le brûleur, tant par conduction que par rayonnement. Cependant dans la région IB, alors que la hauteur d'attachement continue de diminuer, la température de lèvre n'augmente plus et commence au contraire à diminuer. Dans cette région, il a été montré que l'écoulement du jet n'est plus purement visqueux et que d'autres modes de transferts de chaleur, en particulier convectifs, ne sont plus négligeables.

En l'état, il convient d'explicitier davantage les différents modes de transferts thermiques susceptibles d'intervenir dans la zone de stabilisation. Un transfert de chaleur par conduction se produira suite à l'existence d'un gradient de température entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur, en particulier si l'écoulement est purement visqueux. La part de ces transferts conductifs peut être modifiée s'il existe un écoulement recirculant derrière la lèvre du brûleur (dont la composition en termes de gaz frais, voire, pour des vitesses plus élevées, de gaz brûlés, n'est ici pas connue), éventuellement couplé aux transferts convectifs le long des parois verticales externe et surtout interne du tube. Enfin, les transferts radiatifs vont également intervenir par rayonnement des gaz brûlés vers la lèvre du brûleur, selon leur position relative. Le cas échéant, la lèvre peut également échanger de la chaleur par rayonnement avec les parois de la chambre de combustion dès lors que leurs températures sont distinctes. En fonction donc des gradients de température, des conditions aérodynamiques et des divers facteurs de formes, la part relative de ces différents modes de transfert thermique est susceptible d'évoluer.

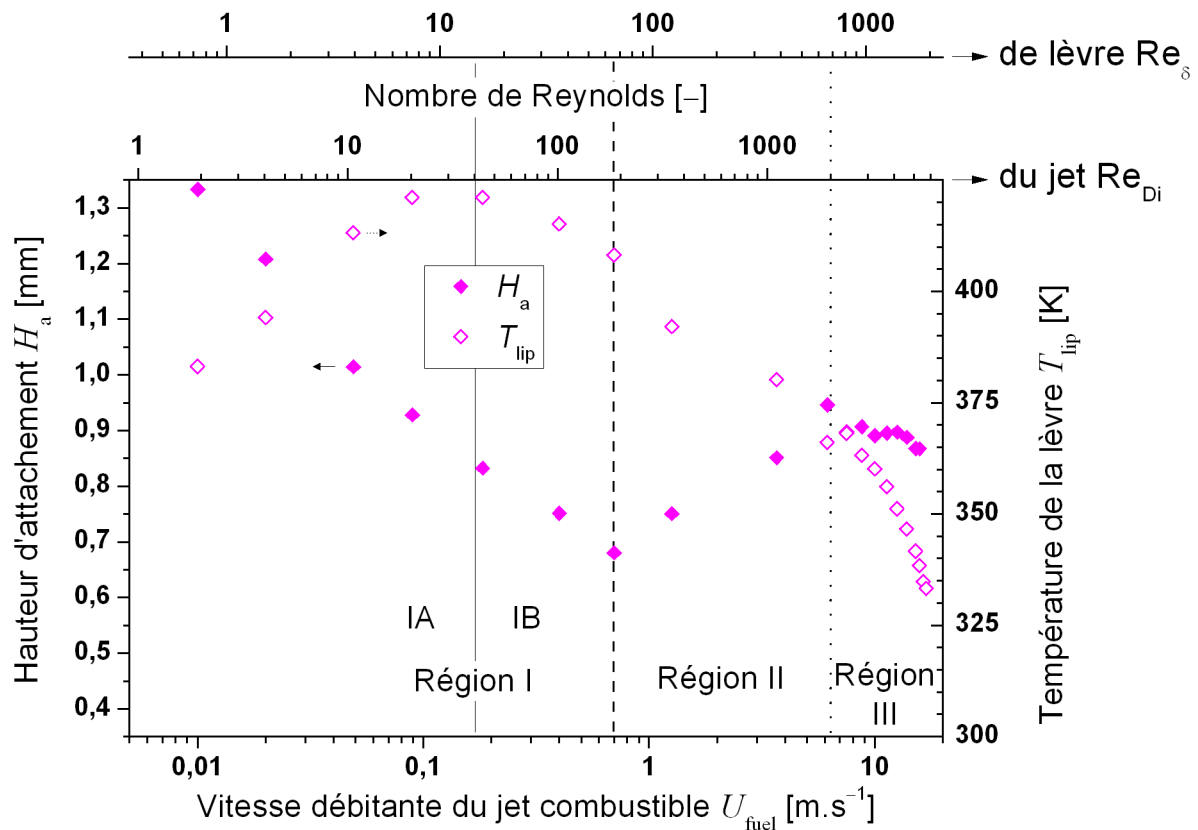


Fig. II.19 : Évolution relative de la température de la lèvre et de la hauteur d'attachement.

Ainsi, en complément d'une considération basée uniquement sur la hauteur d'attachement du bout de flamme, il est intéressant d'examiner les transferts thermiques entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur davantage en termes de distance et d'angle solide. Avec le rapprochement initial du bout de flamme quand la vitesse du jet combustible augmente (région IA), le facteur de forme par lequel la lèvre du brûleur perçoit le rayonnement de la base de la flamme augmente légèrement. Quand, suite à une nouvelle augmentation de la vitesse d'injection, la flamme continue sa progression vers des positions radiales plus importantes, ce facteur de forme diminue à nouveau, ce qui correspond approximativement au début de la région IB. Cette simple analyse tend à montrer que pour mieux comprendre cette évolution des transferts thermiques dans la zone d'attachement, un raisonnement plus poussé en termes de distance flamme-lèvre devrait être mené en complément aux analyses axiale et radiale séparées.

La connaissance plus précise des valeurs de température et des gradients thermiques dans la zone de stabilisation semble à ce stade pouvoir apporter d'autres éléments de compréhension quant au rôle des transferts thermiques dans les mécanismes de stabilisation.

C'est pourquoi nous avons tracé sur la fig. II.20 les champs de température obtenus^h dans la zone de stabilisation de la flamme pour différents cas de vitesse d'injection représentatifs de l'ensemble des régions I (A et B), II et III. La fig. II.20 représente des cartographies reconstruites à partir de mesures ponctuelles de températures, telles des visualisations globales qu'il est alors possible de comparer à celles de chimiluminescence CH* et au positionnement du bout de flamme ainsi obtenu.

^h Cartographies établies pour chaque vitesse d'injection, interpolées à partir de 90 points de mesures par thermocouple translaté dans la zone de stabilisation (cf. Annexe B-1).

Les résultats montrent une forte correspondance avec l'évolution de la localisation du bout de flamme pour l'ensemble des régions. Le pic de température mesuré dans la zone de stabilisation se déplace en effet vers l'amont et l'extérieur de la lèvre avec l'augmentation de la vitesse d'injection (régions IA et B, fig. II.20a–g), puis vers l'aval et l'intérieur lors d'une augmentation plus poussée de la vitesse du jet combustible (région II, fig. II.20g–j). La différence entre les régions II et III est également observable, puisque dans la région III (fig. II.20j–l-p) le pic de température est translaté vers l'intérieur lorsque la vitesse d'injection augmente, alors que sa position axiale n'évolue plus significativement.

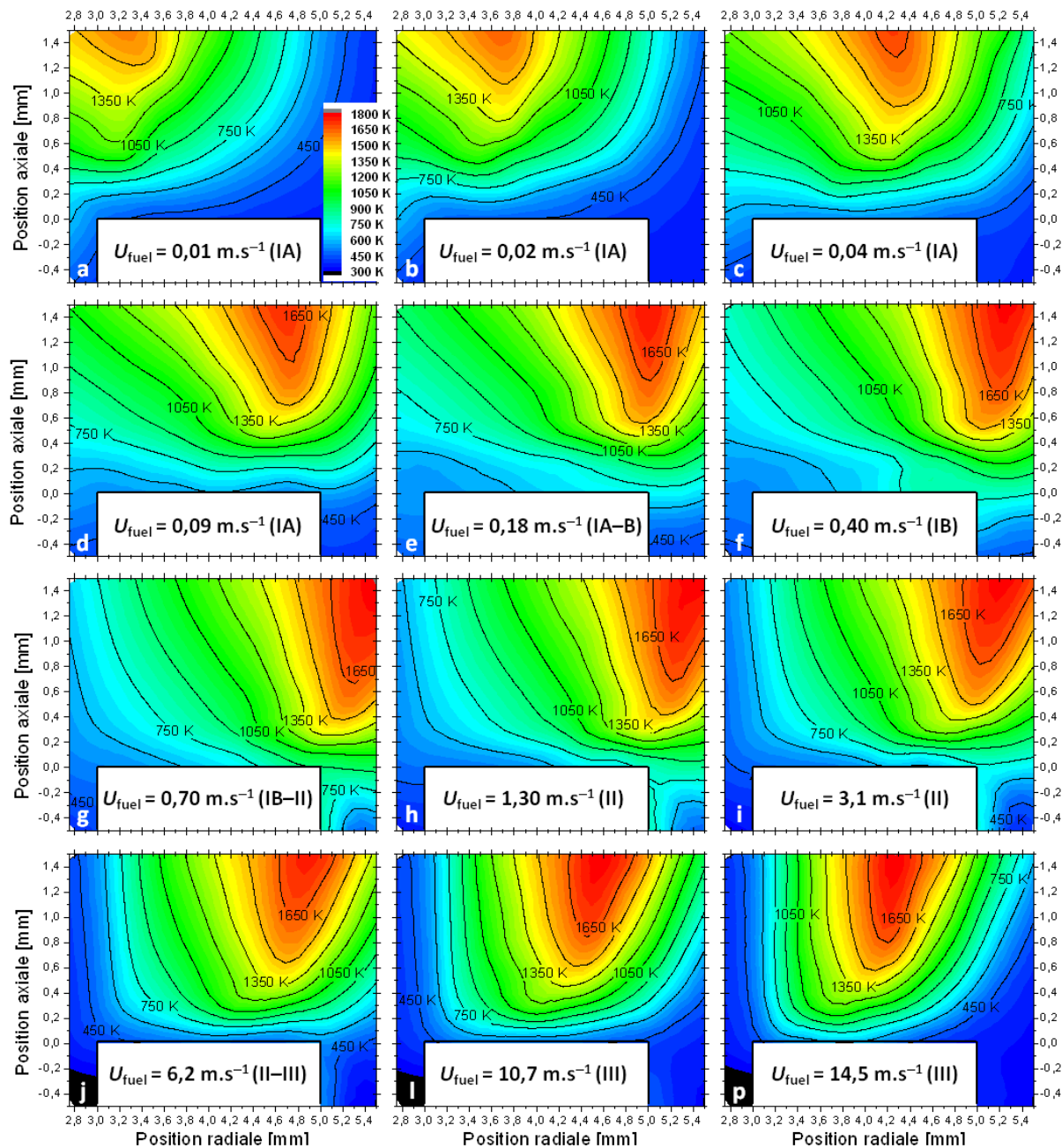


Fig. II.20 : Champs de température mesurés (brûleur Al_2O_3) en fonction de la vitesse du jet.

Afin de comparer quantitativement le positionnement radial du bout de flamme déterminé par ces deux méthodes (chimiluminescence et température), la fig. II.21 représente à la fois le rayon d'attachement déjà déterminé par chimiluminescence CH^* (fig. II.5) et celui déterminé ici par la position radiale du maximum que présente le profil de température des gaz à la hauteur d'attachement

H_a . La concordance des résultats est très satisfaisante, plus particulièrement sur l'ensemble des régions IB à III.

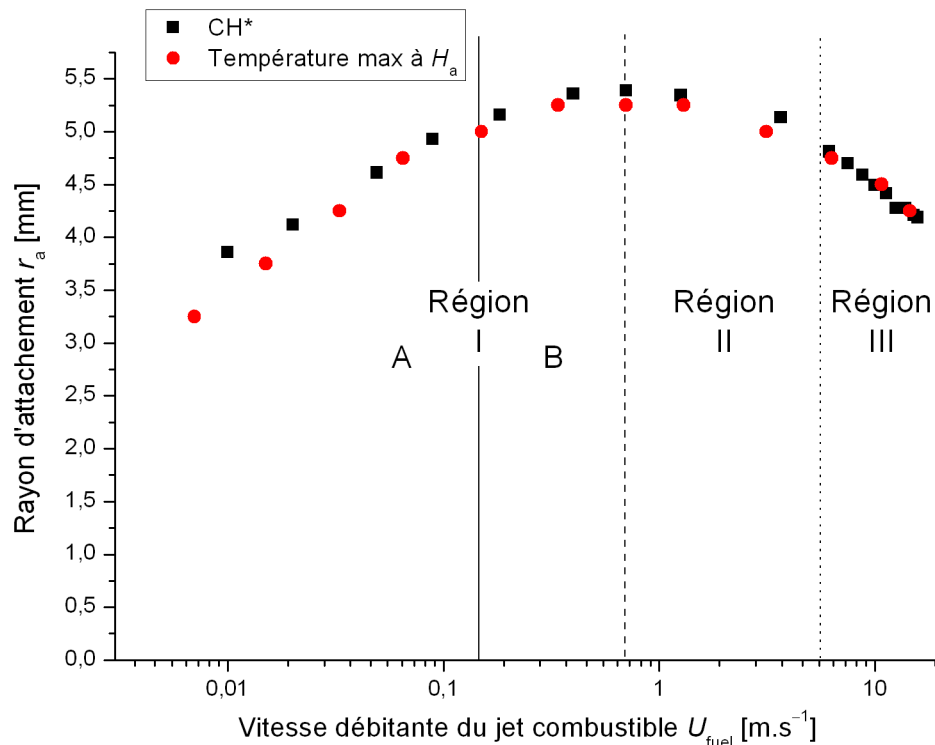


Fig. II.21 : Comparaison du rayon d'attachement déterminé par chimiluminescence CH^* ou par mesure de température des gazⁱ.

Des valeurs de gradients thermiques peuvent alors être extraites de la fig. II.20, en particulier dans la région III qui présente une très forte diminution de la température de la lèvre avec l'accroissement de la vitesse du jet, comportement pour lequel l'analyse des gradients thermiques est susceptible d'apporter des éléments d'information supplémentaires. Ces gradients sont donc tracés pour la région III sur la fig. II.22. Les résultats obtenus montrent qu'ils augmentent significativement avec l'accroissement de la vitesse du jet combustible, tant du côté du jet que du côté de l'écoulement coaxial ou bien en amont (côté lèvre). Cette augmentation du gradient de température du côté de la lèvre du brûleur est donc corrélée avec la diminution importante de la température de la lèvre sous l'effet d'une élévation de la vitesse du jet combustible dans la région III (fig. II.17), résultat également obtenu par Wyzgolik [243] à l'approche de la suspension. Ceci s'explique essentiellement par l'augmentation des transferts convectifs au sein du tube qui favorisent cette diminution de la température de la lèvre en présence de vitesses élevées du jet (région III). Au final, l'accroissement du gradient de température en direction du brûleur dans la région III entraîne des pertes thermiques plus importantes au niveau de la paroi du brûleur (la lèvre).

S'il vient d'être établi que l'augmentation des transferts convectifs au sein du tube était importante dans la région III en régime d'écoulement turbulent, elle reste plus modérée dans la région II lorsque le jet est encore laminaire. Nous avons alors cherché à savoir si la translation du bout de flamme vers l'aval avec l'accroissement de la vitesse d'injection est également un facteur de diminution de la température de la lèvre. Cette question se pose dans la région II en particulier, mais

ⁱ Par pas discrets de 0,25 mm dans ce cas, cf. Annexe B-1.2.

peut aussi être reformulée de manière plus générale : comment agissent les couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation ?

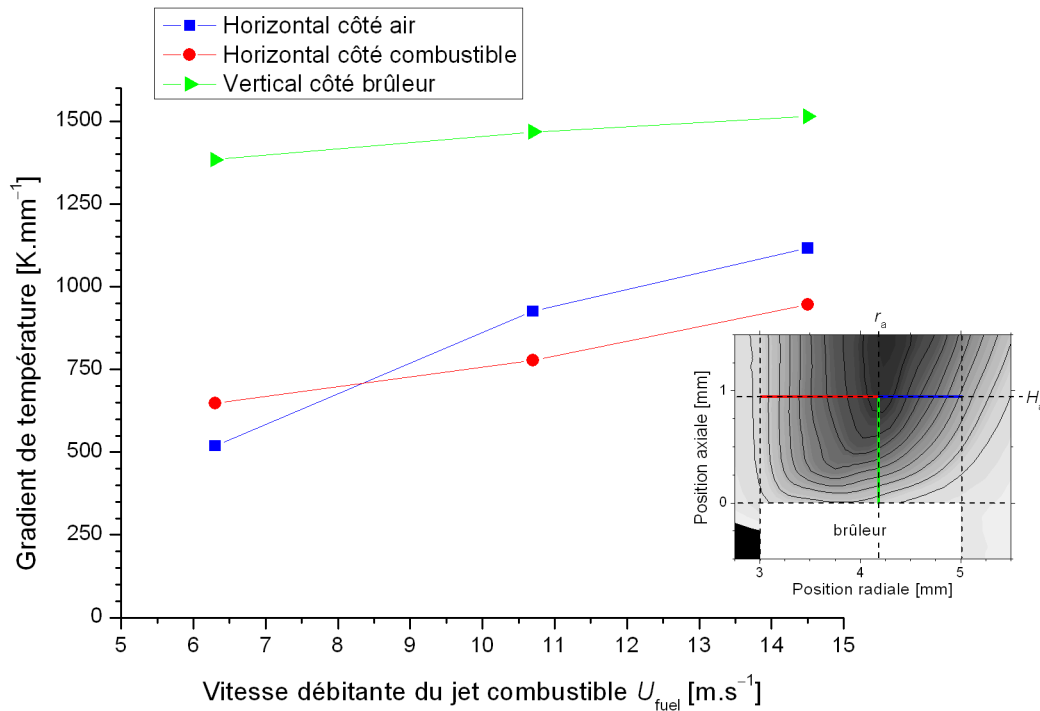


Fig. II.22 : Gradients thermiques déterminés dans la région III côté air^j, côté combustible^j et côté brûleur^k.

Un élément de réponse peut être apporté par l'observation et l'analyse du régime transitoire. En effet, à partir d'un écoulement non réactif, suite à un apport de chaleur pour initier la combustion, le bout de flamme s'établit quasi instantanément en un temps de réponse très court de l'ordre de la milliseconde. La présence du bout de flamme conduit alors à une augmentation de la température de la lèvre. La position du bout de flamme, après une variation relative de l'ordre de 5% seulement, atteint sa localisation « finale » en une minute, alors que dans le même temps la température de la lèvre atteint (fig. II.23), selon les conditions aérodynamiques, 30% (région I) à 75% (région III) de sa valeur stabilisée, obtenue elle après environ 5 (région III) à 10 minutes (région I). En conclusion, le positionnement du bout de flamme et les gradients qu'il induit dans la zone de stabilisation semblent principalement dépendre des conditions aérodynamiques et chimiques. L'équilibre résultant de la stabilisation du bout de flamme conduit à une augmentation de la température de la lèvre, qui, dans le cas étudié ici, n'a que peu d'effet rétroactif sur la stabilisation.

Les phénomènes aérodynamiques semblent donc jouer un rôle de premier ordre dans la zone de stabilisation, capables même de modifier la part relative des phénomènes thermiques. En particulier quand les conditions aérodynamiques deviennent prépondérants dans les régions II et surtout III, les transferts thermiques au brûleur sont alors davantage marqués par les transferts convectifs induits par le jet combustible et conditionnés par l'aérodynamique.

^j Déterminé à la hauteur d'attachement entre le rayon d'attachement et le bord de la lèvre.

^k Déterminé au rayon d'attachement entre la hauteur d'attachement et le bord de la lèvre à la température de la lèvre T_{lip} .

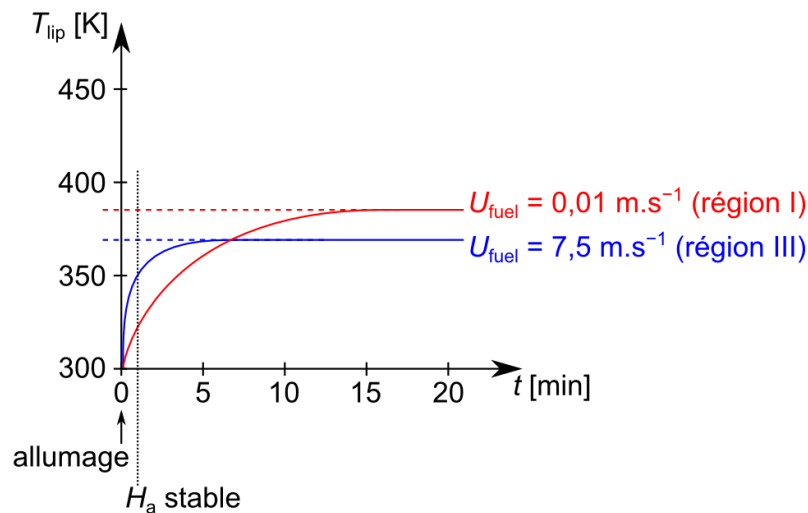


Fig. II.23 : Illustration de l'évolution de la température de la lèvre à l'allumage.

Afin d'étudier l'interaction bout de flamme/paroi, une analyse couplée du positionnement du bout de flamme et des températures dans la zone de stabilisation a été réalisée dans cette partie. Les résultats montrent que la température de la lèvre apparaît davantage comme une conséquence du positionnement du bout de flamme, quant à lui principalement relié à l'aérodynamique. Il semble cependant que même si la température de la lèvre n'intervient pas au premier ordre, elle peut néanmoins modifier les couplages aérothermochimiques dans la zone d'attachement de la flamme.

Afin d'étayer ces premières analyses, nous avons choisi de forcer l'impact de la température du brûleur, en la modifiant soit par un préchauffage de l'écoulement d'air (qui a aussi d'autres conséquences en termes d'aérothermochimie, cf. fig. I.11), soit en modifiant les caractéristiques du brûleur lui-même et donc de sa lèvre.

II.2.2.2. Effet d'un préchauffage

Comme nous l'avons plusieurs fois précisé, le couplage aérothermochimique fort qui régit la stabilisation complexifie l'analyse et l'approche thermique. En particulier la modification des paramètres influençant la lèvre et sa température reste une expérience délicate en termes de consolidation de la compréhension des phénomènes, chaque variation engendrant, de façon explicite ou implicite, l'évolution d'une autre grandeur intimement couplée. C'est cependant la voie que nous avons choisie, afin d'apporter les éléments les plus complémentaires possibles à l'analyse de la stabilisation.

Ainsi, la fig. II.24 montre, en comparaison du cas de référence présenté précédemment, l'évolution, en fonction de la vitesse du jet, de la température de la lèvre mesurée lors d'un préchauffage de l'écoulement d'air à $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$. Cette configuration conduit aux écarts les plus importants en termes d'hauteur d'attachement par rapport au cas à température ambiante (II.2.1). Pour des raisons de contraintes expérimentales liées au préchauffage, l'étude sera ici également limitée à l'analyse des seules régions II et III.

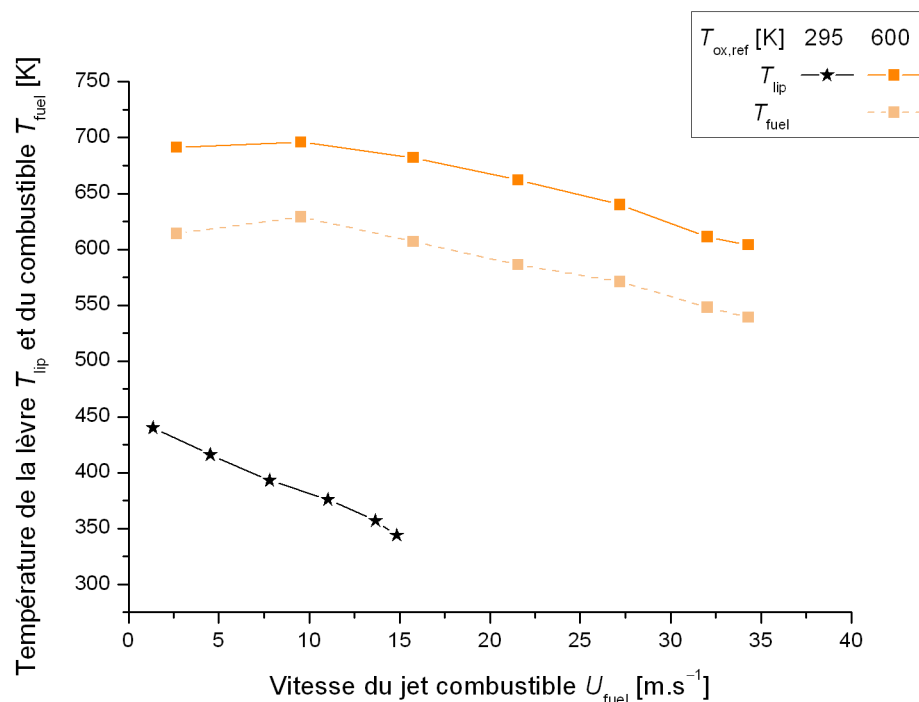


Fig. II.24 : Effets du préchauffage sur la température de lèvre en fonction de la vitesse d'injection du combustible (brûleur UC-310 ; $U_{ox} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$).

Il apparaît immédiatement que l'évolution de la température de lèvre en régime attaché suit globalement celle de la température du combustible, également reportée. Pour la même raison qu'en l'absence de préchauffage, l'écart de température constaté entre la lèvre du brûleur et l'écoulement de combustible, suivant ici les conditions aérodynamiques, est essentiellement attribuable à l'apport de chaleur de la flamme située à proximité de la lèvre du brûleur. Cependant, le principal apport de chaleur au niveau de la lèvre reste dans ce cas manifestement dû aux transferts thermiques avec les écoulements réactants préchauffés.

Ce résultat souligne que l'apport de chaleur au niveau des lèvres, dans toutes les configurations basées sur un préchauffage du comburant, n'est pas seulement dû à la proximité du bout de flamme mais provient majoritairement des écoulements réactants préchauffés. Comme la quantité de chaleur apportée *in fine* par les réactants dépend fortement de la vitesse du jet (cf. Annexe B-2), il sera difficile, en l'état, d'en tirer une conclusion définitive quant aux couplages entre la température de la lèvre et la hauteur d'attachement observés selon les différentes valeurs du niveau de préchauffage.

Pour compléter cette partie, il est à noter que dans le cas d'une flamme suspendue, la température de la lèvre reste quasiment égale à la température initiale des réactants, a fortiori celle du combustible (qui, dans le cas sans préchauffage, est égale à la température ambiante, donc constante et indépendante la vitesse du jet). Les variations de hauteur de suspension (qui dépend de la vitesse d'injection, [39,107,113,114,220,221]) ne modifient donc pas la température de la lèvre. Ainsi, une flamme suspendue apparaît thermiquement totalement déconnectée du brûleur.

Ceci confirme que les variations de température de lèvre enregistrées en fonction de la vitesse d'injection en régime attaché sont bien représentatives de différents niveaux d'interaction locale entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur, et non entre le brûleur et la flamme dans son ensemble, les

aspects radiatifs de la flamme n'ayant, dans notre configuration, aucune influence sensible lorsque celle-ci est suspendue.

II.2.2.3. Influence de l'émissivité du brûleur

D'autres voies sont possibles en vue de modifier les transferts thermiques au brûleur dont la température de lèvre pourra témoigner. L'une d'elle est de faire varier les propriétés thermiques du brûleur comme outils d'analyse de l'interaction bout de flamme/paroi du brûleur. Deux paramètres ont été sélectionnés : la conductivité thermique du brûleur et l'émissivité de sa paroi, dont les effets sont tout d'abord présentés.

L'émissivité de la surface du brûleur est un moyen de modifier les transferts radiatifs. Deux conditions d'émissivité (ε_1 , $\varepsilon_2 \approx 2\varepsilon_1$) de la lèvre du brûleur ont donc été choisies avec pour objectif de comparer la température de la lèvre, révélatrice de l'équilibre thermique atteint lors de la stabilisation et donc du couplage de l'ensemble des transferts. Le cas de base (ε_1) correspond au matériau brut ; il s'agit du brûleur en acier inoxydable réfractaire UC-310, dont la valeur de l'émissivité moyenne est 0,50 dans le visible et proche ultraviolet (UV), et 0,33 dans le proche infrarouge (IR) (fig. II.25). Le second cas (ε_2 , brûleur BC-310) correspond au matériau revêtu d'une peinture haute-température (Aremco, HiE-Coat 840), dont la valeur de l'émissivité moyenne est égale à 0,94 dans le visible/proche UV et à 0,88 dans le proche IR.

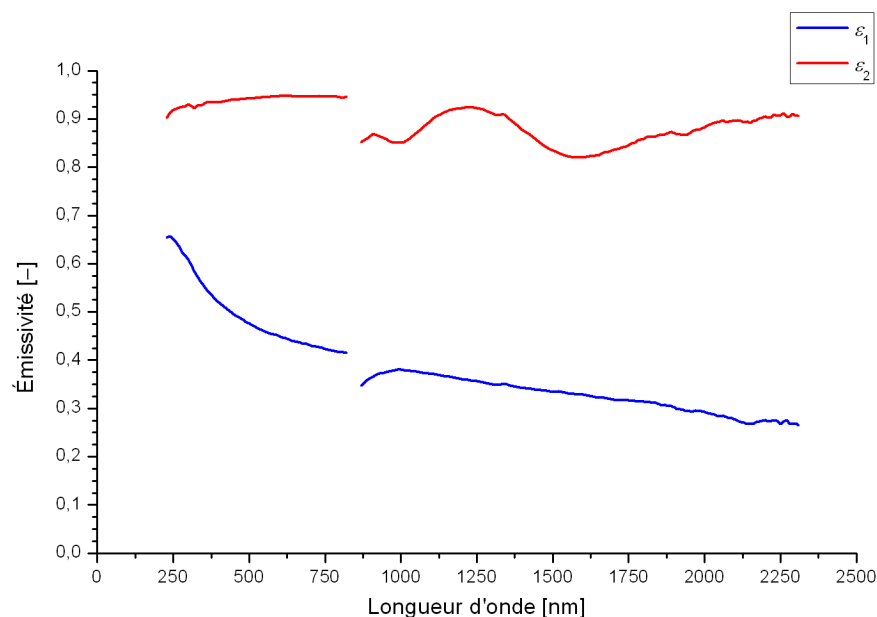


Fig. II.25 : Émissivité¹ des brûleurs UC-310 (ε_1) et BC-310 (ε_2).

L'évolution de la température de la lèvre en fonction de la vitesse d'injection est tracée pour ces deux cas d'émissivité sur la fig. II.26 dans les régions II-III, qui comprennent l'intégralité de la plage de variation de la température de la lèvre mesurée avec ces brûleurs. Les résultats indiquent clairement que l'émissivité n'a pas d'influence significative (écart inférieur à 2%) sur la température de la lèvre du brûleur.

¹ Émissivité mesurée avec un spectromètre PerkinElmer selon la méthode de la réflectivité (Annexe A-7).

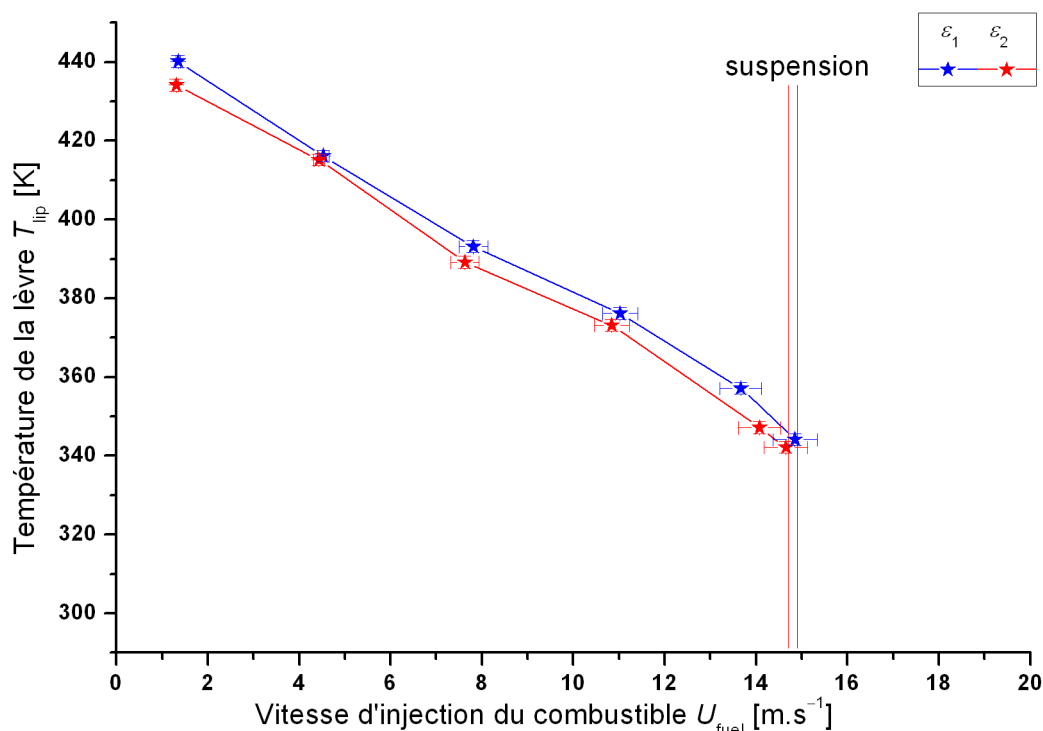


Fig. II.26 : Impact de l'émissivité du brûleur sur la température de la lèvre.

On peut montrer que, de la même manière, le domaine de stabilité de la flamme n'est pas affecté par l'émissivité du brûleur, la suspension intervenant pour des valeurs de la vitesse d'injection quasi identiques (écart inférieur à 2% pour $U_{\text{fuel, lift}}$) dans les deux cas étudiés.

Le rôle relatif des transferts radiatifs aurait pu être susceptible de prendre de l'ampleur lorsque l'écoulement est préchauffé, c'est pourquoi la différence d'émissivité^m de la lèvre du brûleur a également été testée pour une température initiale des réactants plus élevée, $T_{\text{ox, ref}} = 600$ K. Les résultats, non présentés ici, ne révèlent pas davantage d'écarts de température de la lèvre.

Il ressort donc que l'émissivité de la lèvre du brûleur ne présente pas d'influence significative sur les transferts radiatifs pouvant affecter la température de la lèvre.

II.2.2.4. Influence de la conductivité thermique du brûleur

Dans l'objectif de poursuivre l'étude du rôle relatif des transferts thermiques dans les mécanismes de stabilisation, il semble judicieux de pouvoir modifier la température de la lèvre du brûleur. Nous avons donc choisi d'examiner maintenant l'influence de la conductivité thermique du brûleur. Une large gamme de conductivités est sélectionnée afin de modifier de façon sensible et contrôlée les transferts thermiques.

Différents matériaux ont ainsi été retenus selon leur conductivité thermique λ_{burner} , dont les valeurs à température ambiante sont rappelées sur la fig. II.27. Ces matériaux incluent entre autres le cuivre (Cu , $\lambda_{\text{Cu}} = 395 \text{ W.M}^{-1}.\text{K}^{-1}$), l'alumine (Al_2O_3 , $\lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 20,0 \text{ W.M}^{-1}.\text{K}^{-1}$), l'acier inoxydable réfractaire (ss-310, $\lambda_{310} = 13,8 \text{ W.M}^{-1}.\text{K}^{-1}$), la StumatiteTM (une pyrophyllite, $\lambda_{\text{Stumatite}} = 2,0 \text{ W.M}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

^m Bien que l'émissivité n'ait été caractérisée qu'à température ambiante, le facteur 2 moyen entre les émissivités des brûleurs UC-310 et BC-310 est, en première approximation, supposé conservé à température plus élevée.

et le Macor® (Macor, $\lambda_{\text{Macor}} = 1,5 \text{ W.M}^{-1}.\text{K}^{-1}$), ces deux derniers matériaux étant principalement constitués d'oxydes (cf. Annexe A-7).

Comme le montre la fig. II.27, certains matériaux retenus ont des valeurs de conductivité thermique assez proches à température ambiante. Les conductivités de l'acier (s-E24) et du bronze présentent cependant des dépendances en température distinctes (fig. A.8, Annexe A-7), motivant ce choix de matériaux. D'autre part, pour des conductivités très faibles, comme pour le Macor® et la Stumatite™ (quasi indépendantes de la température), nous avons souhaité savoir si un faible écart de conductivité thermique pouvait néanmoins influencer significativement la température de la lèvre du brûleur.

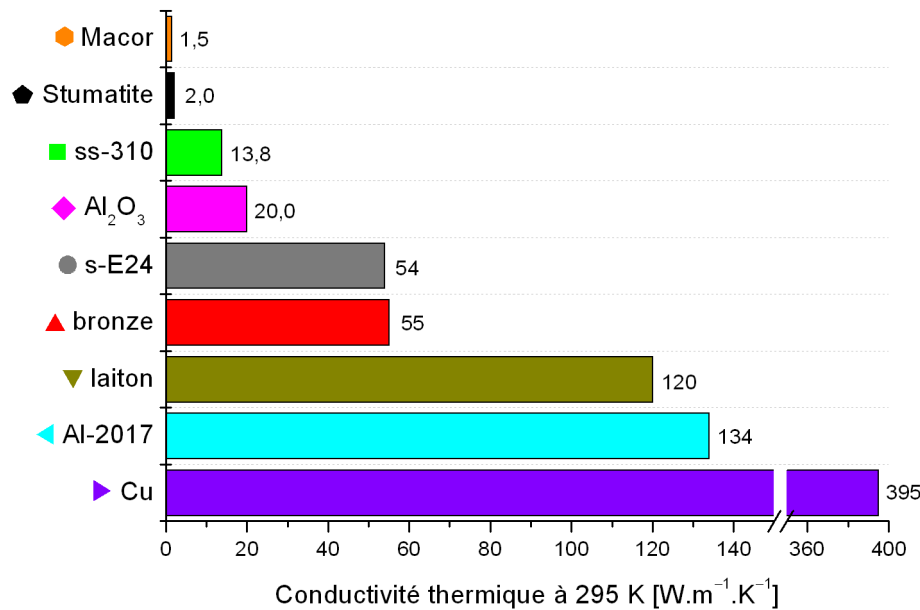


Fig. II.27 : Conductivité thermique (à 295 K) des différents matériauxⁿ utilisés.

Poursuivant la même démarche d'analyse, les grandeurs représentatives des interactions bout de flamme/paroi du brûleur resteront la température de la lèvre et le positionnement du bout de flamme. Les conséquences d'un changement de conductivité thermique du brûleur sur les transferts thermiques et la température de la lèvre seront donc d'abord étudiées, suivies d'une analyse du couplage avec le positionnement du bout de flamme.

a) Effets sur les transferts thermiques

Le rôle joué par la conductivité thermique du brûleur sur les couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation est examiné via l'analyse des mesures de température de la lèvre, pour l'ensemble des matériaux testés.

La fig. II.28 montre que l'évolution de la température de la lèvre en fonction de la vitesse d'injection est similaire quel que soit le matériau utilisé. En particulier, un maximum de température $T_{\text{lip,max}}$ est observé dans tous les cas. L'allure globale de la courbe est donc conservée, en cohérence avec les (sous-)régions déjà identifiées.

ⁿ Se référer à l'Annexe A-7 pour davantage de détails sur les matériaux (composition) et pour les références.

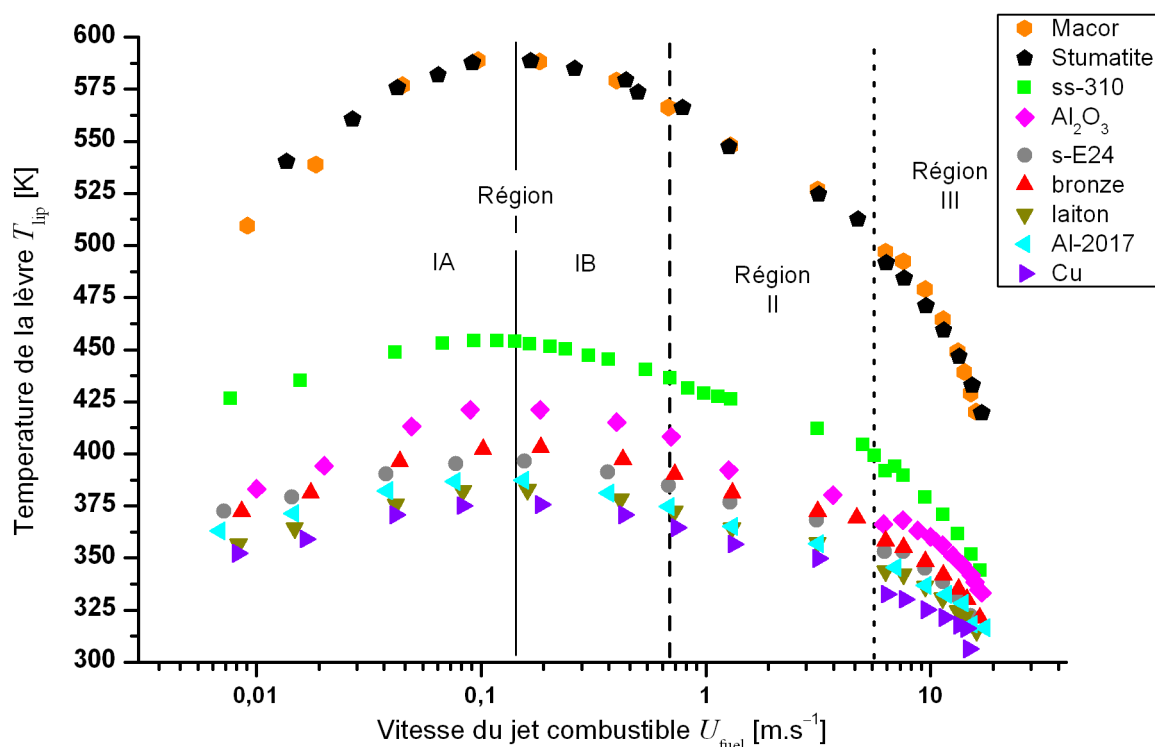


Fig. II.28 : Influence de la conductivité thermique sur l'évolution de la température de la lèvre.

Pour une vitesse d'injection fixée, il apparaît naturellement que la température de la lèvre diminue avec l'accroissement de la conductivité thermique du brûleur, en accord avec les mécanismes classiques de transferts thermiques. En effet, un matériau plus conducteur va davantage dissiper de chaleur par conduction le long du tube qui agit comme une ailette : la température de la lèvre décroît. Ces observations sont en accord avec les mesures des travaux^o de Gülder et al. [77]. On note également que les matériaux ayant une conductivité thermique comparable présentent une température de surface de lèvre également proche.

Ces résultats font aussi apparaître une évolution non linéaire de l'écart de température entre des matériaux de conductivité décroissante. Ceci est particulièrement visible sur la fig. II.29, qui présente l'évolution de la valeur maximale atteinte par la température de la lèvre lorsque la conductivité thermique du brûleur augmente.

Bien que cette non linéarité ait laissé supposer une température de surface plus élevée pour le Macor[®] que pour la StumatiteTM, la température de lèvre apparaît identique pour ces deux matériaux, et ce quelle que soit la vitesse d'injection (fig. II.28). À ce stade, l'analyse ne permet pas d'expliquer cette égalité.

Pour ces deux matériaux cependant, les niveaux de température atteints par la lèvre sont très nettement supérieurs à ceux mesurés pour les autres composants (pour lesquels $T_{lip} \leq 450$ K).

Le maximum $T_{lip,max}$ augmentant avec la diminution de la conductivité du matériau du brûleur, il est alors intéressant d'adimensionner la température de la lèvre par $T_{lip,max}$, valeur représentative du changement de conductivité. Le résultat, présenté sur la fig. II.30, confirme que, quel que soit le matériau considéré, le maximum de température $T_{lip,max}$ intervient toujours pour une même valeur de

^o Dont la température de surface de la lèvre peut être calculée simplement sous hypothèse d'unidimensionnalité du flux thermique conductif au sein du brûleur.

vitesse d'injection du combustible, singulièrement en lien avec la distinction des zones A et B au sein de la région I.

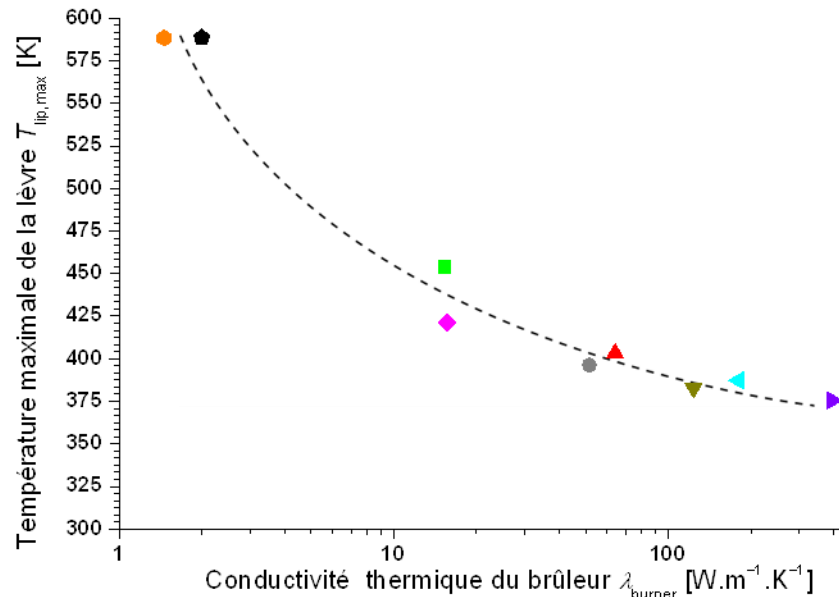


Fig. II.29 : Évolution de la température maximale de la lèvre en fonction de la conductivité thermique du brûleur.

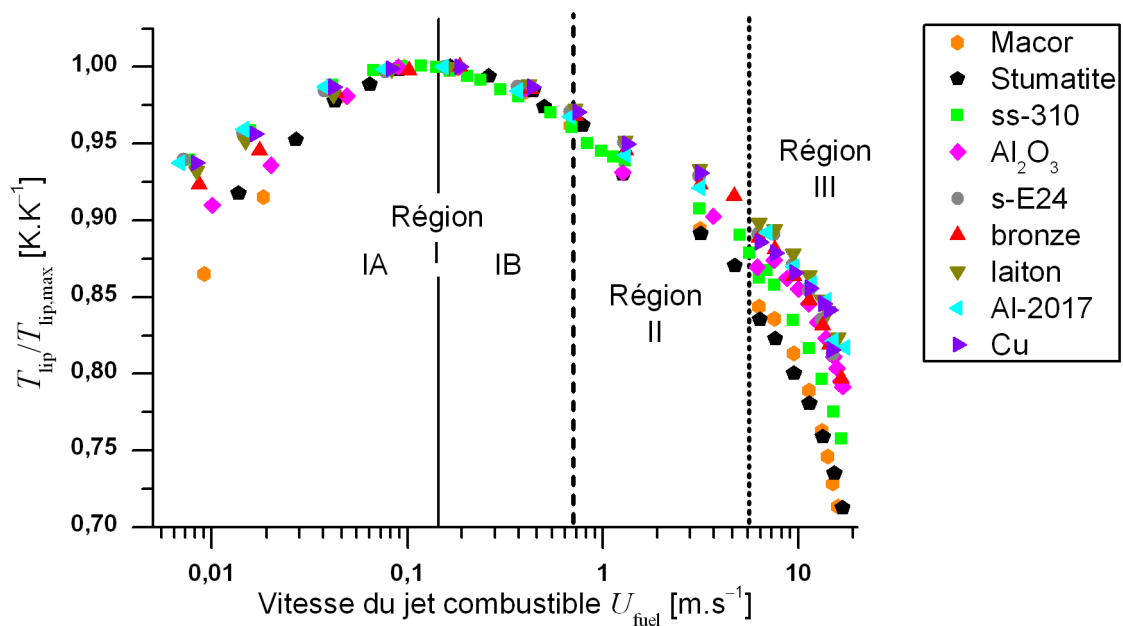


Fig. II.30 : Évolution de la température des lèvres adimensionnée par sa valeur maximale.

Les mesures de températures des lèvres témoignent donc que la conductivité thermique du brûleur modifie logiquement les transferts thermiques dans la zone de stabilisation, mais n'affecte pas pour autant la transition entre les deux sous-régions IA et IB. Entre ces deux sous-régions, l'hypothèse d'une transition basée sur les conditions aérodynamiques (écoulement purement visqueux ou non) semble donc confortée par ces observations.

Si la distinction entre les sous-régions A et B est donc clairement validée, en revanche la fig. II.30 fait aussi apparaître une différence de comportement plus complexe due à la conductivité lorsque les vitesses du jet sont très faibles (région I) ou bien très élevées (région III). Les

commentaires suivants peuvent être faits à ce sujet. D'une part, le choix d'une température de référence fixée, en l'occurrence celle maximale atteinte pour un matériau donné, ne prend pas en compte la dépendance en température de la conductivité thermique distincte pour les divers matériaux (cf. fig. A.8, p. 186), pouvant dans certains cas être à l'origine des écarts observés ici. D'autre part, en ce qui concerne la région I, il faut rappeler qu'elle présente une incertitude plus élevée sur la détermination des vitesses du jet les plus faibles (cf. Annexe A-4). Enfin, l'évolution dans la région III sera à mettre en relation avec le positionnement du bout de flamme sur les différents brûleurs, dont il sera question ultérieurement.

Pour compléter cette analyse relative à l'effet de la conductivité du matériau, et donc à l'importance sur la stabilisation de la flamme des transferts par conduction dans le brûleur, des mesures de flux ont également été réalisées^p. Si celui-ci est plus important pour les matériaux de conductivité élevée, corroborant les résultats de Gülder [77], les valeurs obtenues pour le flux conductif dans le tube présentent en revanche un décalage par rapport au découpage en sous-régions A et B identifié à partir d'une analyse de la température de la lèvre. Ceci est illustré sur la fig. II.31 pour le brûleur ss-310, qui souligne une évolution globalement comparable à celle des températures, mais avec un positionnement du maximum qui se rapproche de la transition entre les régions I et II, et une décroissance significative des valeurs du flux conductif dès que la région III est atteinte, à l'approche du décrochage, conformément aux résultats de Wyzgolik [243]. Ces résultats semblent ainsi confirmer que la sous-région IB présente un caractère transitionnel entre le bout de flamme diffusif stabilisé dans l'écoulement purement visqueux de la sous-région IA et le bout de flamme propagatif observé dès la région II.

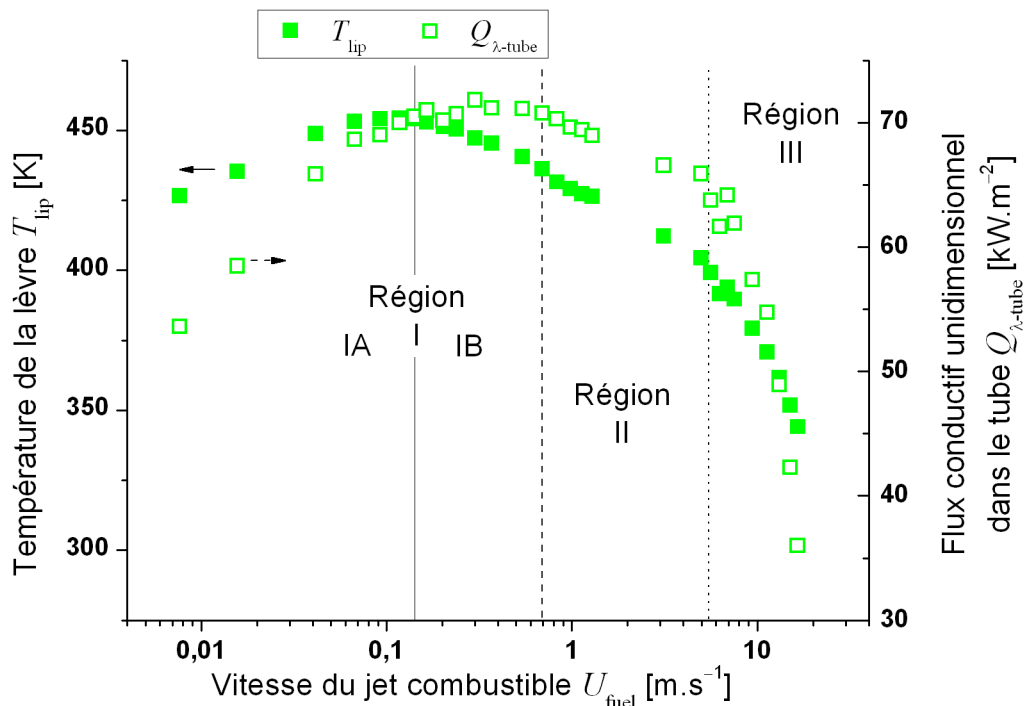


Fig. II.31 : Évolution comparative de la température de la lèvre et du flux thermique conductif (brûleur ss-310).

^p Unidimensionnel, déterminé à partir d'une seconde mesure de température T_{bis} en amont dans le tube à une distance d_{inter} (cf. Annexe B-1.2) : $\dot{Q}_{\lambda-tube} = -\lambda_{burner} \frac{T_{bis} - T_{lip}}{d_{inter}}$, où λ_{burner} est évalué à $\frac{T_{bis} + T_{lip}}{2}$.

Afin de poursuivre l'analyse de l'importance relative des transferts thermiques, il semble également pertinent de s'intéresser plus en détails à la suspension de la flamme, l'analyse de la rupture du mécanisme de stabilisation étant en effet susceptible d'apporter des éléments de compréhension complémentaires. En particulier, une des questions à laquelle l'approche thermique utilisée doit permettre de répondre, à travers l'utilisation de différentes conductivités thermiques, concerne l'existence de critères thermiques, notamment une température de lèvre ou un flux critique, pouvant caractériser la limite de stabilité d'une flamme attachée.

La température atteinte par la lèvre à la limite de stabilité du régime attaché (suspension) est donc examinée en fonction de la conductivité thermique du brûleur. Il apparaît, fig. II.32, que la valeur de $T_{lip,lift}$ à la suspension augmente avec la diminution de la conductivité thermique du brûleur, conformément aux observations réalisées sur l'ensemble du domaine de flammes attachées. Il n'y a donc pas de valeur critique atteinte par la température de la lèvre au moment de la suspension.

La comparaison des différents matériaux montre qu'il n'y a pas non plus de valeur critique atteinte par le flux conductif dans le tube pouvant caractériser la suspension.

Il semble que ce soit donc là encore l'aérodynamique qui contrôle l'évolution du bout de flamme et qui provoque la suspension d'une flamme attachée. Si les discussions précédentes ont montré que la thermique n'est pas négligeable, la transition entre les états de flamme attachée et suspendue n'est cependant pas un phénomène à considérer seulement sur ces bases, mais reste au contraire contrôlée au premier ordre par des effets aérodynamiques.

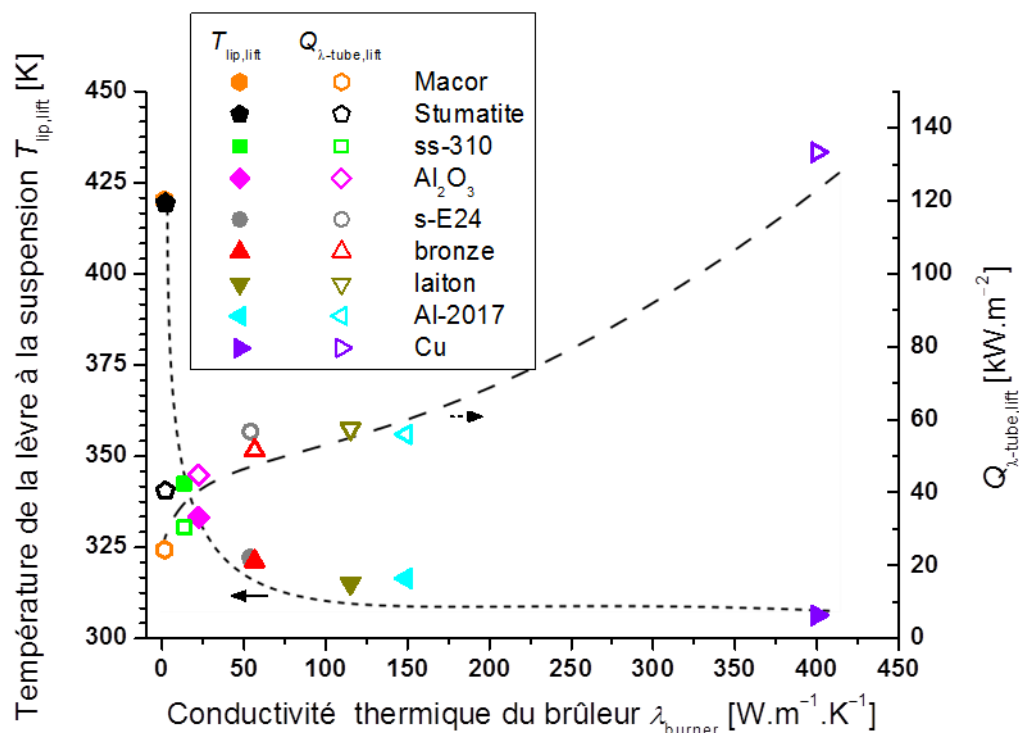


Fig. II.32 : Température de lèvre et flux conductif à la suspension en fonction de la conductivité thermique du brûleur.

Afin de poursuivre l'analyse de l'interaction bout de flamme/paroi du brûleur, il convient à présent de considérer les effets couplés entre les mesures de température de lèvre présentées et le positionnement du bout de flamme en fonction des propriétés thermiques du brûleur.

b) Effets sur la localisation du bout de flamme

Dans la logique de la démarche employée jusque-là, il est important d'évaluer l'importance de la variation de la conductivité sur la position du bout de flamme et la température résultante de la lèvre. Comprendre le rôle des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation nécessite en effet de déterminer les liens entre une modification des transferts thermiques dans la zone de stabilisation, induite par un changement de conductivité, et la position du bout de flamme qui dépend de ses interactions avec la lèvre du brûleur.

L'influence de la conductivité du matériau du brûleur sur la localisation du bout de flamme est donc présentée sur la fig. II.33, qui reporte les hauteurs et rayons d'attachement déterminés en fonction de la vitesse d'injection, pour l'ensemble des matériaux testés.

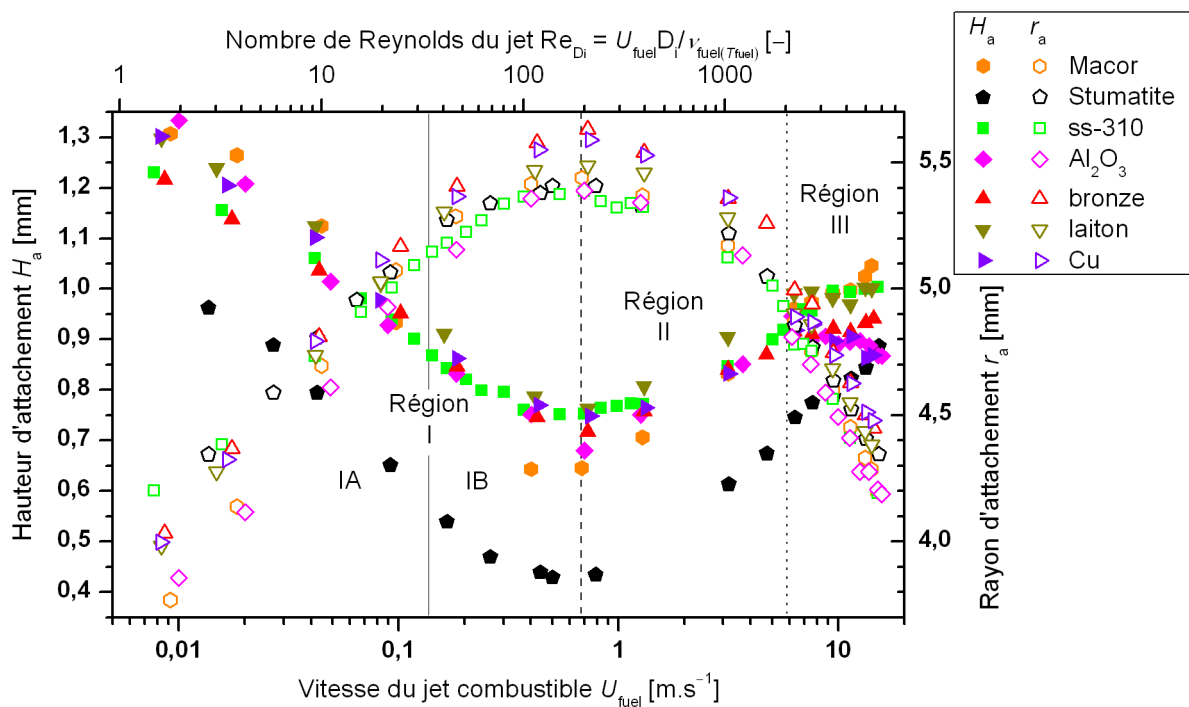


Fig. II.33 : Influence de la conductivité sur l'évolution de la position du bout de flamme.

Il apparaît clairement que les trois régions I-II-III identifiées précédemment par l'étude aérodynamique (II.1) sont conservées, quel que soit le matériau du brûleur : le bout de flamme atteint toujours une position extrême pour la même vitesse d'injection ($U_{\text{fuel}} = 0,70 \text{ m.s}^{-1}$), position caractérisée par l'obtention simultanée d'une valeur maximale pour le rayon d'attachement et minimale pour la hauteur d'attachement.

(i) Positionnement radial

Examinons d'abord l'influence d'une variation de la conductivité sur la position radiale du bout de flamme. La fig. II.33 montre que cette évolution reste inchangée quelle que soit la conductivité thermique du brûleur. Les écarts observables proviennent essentiellement des incertitudes de mesures (du rayon d'attachement mais aussi de la vitesse du jet lorsque celle-ci est faible, région I), mais ne permettent aucunement de dégager une tendance due à la conductivité thermique du brûleur. Les mécanismes proposés précédemment, corrélant l'évolution du positionnement radial du bout de

flamme avec celle d'une ligne d'isoconcentration proche de la ligne stœchiométrique contrôlée par l'aérodynamique, semblent rester valides [218].

(ii) Positionnement axial

En revanche, l'analyse du positionnement axial du bout de flamme, conduite dans un premier temps dans les régions I et II, fait immédiatement apparaître le caractère particulier d'un des matériaux, la StumatiteTM. En effet, la hauteur d'attachement est significativement plus faible pour une flamme stabilisée sur ce brûleur de très faible conductivité thermique, mais cependant pas la plus faible des matériaux testés, caractéristique du Macor[®]. *A contrario* en effet, le Macor[®] ne se démarque des matériaux à conductivité plus élevée que « discrètement », à la transition entre les régions I et II, où la hauteur d'attachement minimale apparaît légèrement inférieure comparée à celle obtenue avec des matériaux plus conducteurs. Pour l'ensemble des autres matériaux, la hauteur d'attachement dans les régions I et II semble peu affectée par la conductivité thermique du brûleur, et donc par la température de la lèvre.

Au regard de l'égalité de niveau de température de lèvre pour le Macor[®] et la StumatiteTM, il ne semble pas que cette singularité puisse trouver son origine dans un couplage spécifique « bout de flamme/température du brûleur » : le positionnement axial du bout de flamme plus proche au-dessus de la StumatiteTM n'est pas corrélé à des valeurs plus élevées de la température de la lèvre. C'est d'ailleurs ce positionnement du bout de flamme, plus proche du brûleur en StumatiteTM qu'en Macor[®], qui pourrait expliquer la superposition obtenue des courbes de température de surface de la lèvre pour ces deux matériaux, et ce malgré la conductivité thermique moindre du Macor[®].

S'il existe donc des spécificités pour les régions I et II, notamment dans le cas des matériaux de faible conductivité, il y a lieu de distinguer aussi la région III. Davantage de disparités y sont en effet observées pour les hauteurs d'attachement entre les matériaux, même conducteurs. Si, pour la majorité des matériaux étudiés, les variations de hauteur d'attachement restent faibles, comparées aux régions I et II, cette région III, caractérisée par une importance attestée des effets aérodynamiques, souligne une fois encore le comportement particulier de la StumatiteTM.

La hauteur d'attachement du bout de flamme stabilisé sur le brûleur en StumatiteTM augmente en effet significativement dans cette région III, pour atteindre, proche de la suspension, des valeurs voisines de celles des autres matériaux. Ce phénomène est à mettre en relation avec la forte décroissance de température de la lèvre due aux transferts convectifs accrus dans cette même région (II.2.2.4.0 : tandis que la température de la lèvre du brûleur en StumatiteTM reste relativement élevée dans les régions I-II ($T_{lip} > 500$ K), elle redescend progressivement dans la région III vers une gamme de valeurs plus proche de la température ambiante, gommant ainsi petit à petit les écarts de températures de lèvre avec les matériaux plus conducteurs. Il semble donc se dégager une plage de transition de température de lèvre au-delà de laquelle le positionnement axial spécifique du bout de flamme sur le brûleur en StumatiteTM est affecté, plage qu'il est possible d'évaluer dans la gamme 450 K–550 K par comparaison des figs. II.28 et II.33.

Dans une autre configuration de flamme non-prémélangée ($D_i = 0,8$ mm ; $\delta = 0,2$ mm), Fujiwara et al. [64] ont constaté, dans une situation comparable à la région I, une réduction de la hauteur d'attachement avec la diminution de la conductivité thermique du brûleur. Ce résultat se traduit aussi par un accroissement de stabilité pour les plus basses vitesses du régime attaché (du côté

de la « limite inférieure ») : l'extinction de la flamme, par valeurs décroissantes de la vitesse du jet, est réalisée pour des vitesses d'injection plus basses pour un matériau plus conducteur.

Par ailleurs, il est remarquable à travers nos propres résultats, qu'aucune dépendance significative directe n'existe entre la conductivité thermique du brûleur et la hauteur d'attachement, qu'il est ici possible d'apparenter à une « distance de coincement » [131]. D'ailleurs, cette absence de corrélation entre distance de coincement et conductivité thermique du matériau constituant la surface, avait déjà été constatée auparavant [151,245]. Il faut donc chercher ailleurs l'explication des phénomènes observés, probablement via un effet indirect de la conductivité du brûleur qui agit sur la température de la lèvre, elle-même susceptible d'affecter le phénomène de cinétique hétérogène à la paroi, et donc d'accentuer certaines différences liées aux propriétés chimiques des matériaux plutôt qu'à leurs propriétés thermiques.

(iii) Cas particulier de la Stumatite

Afin d'interpréter le comportement particulier de la StumatiteTM, il est intéressant et nécessaire de rapprocher l'analyse de la stabilisation sur un brûleur de travaux relatifs aux mécanismes d'interaction entre un front de flamme et un matériau solide. En effet, la question de la stabilisation d'une flamme à proximité de la lèvre d'un brûleur [122,236] relève également de la problématique de l'interaction flamme/paroi, cette dernière (la lèvre du brûleur) agissant alors sur l'ensemble des couplages aérothermochimiques.

L'analyse de l'interaction front de flamme/paroi concerne rarement des cas de combustion non-prémélangée [63,64,123]. Elle a, au contraire, principalement porté sur le cas d'un front de flamme prémélangée se rapprochant d'une paroi dans des conditions géométriques particulières, qui pouvaient conduire à une interaction frontale [3,17,54,177,179,227,249] (fig. II.34a–b), latérale [17] (fig. II.34c) ou en cavité [8,10,60,115,151,183,189,245] (fig. II.34d). Quelle que soit la configuration retenue, les auteurs s'accordent à mettre en exergue le mécanisme de « coincement » comme la résultante la plus quantifiable (caractérisée notamment par une distance de coincement δ_q) de la compétition aérothermochimique inhérente aux mécanismes physiques d'interaction en très proche paroi.

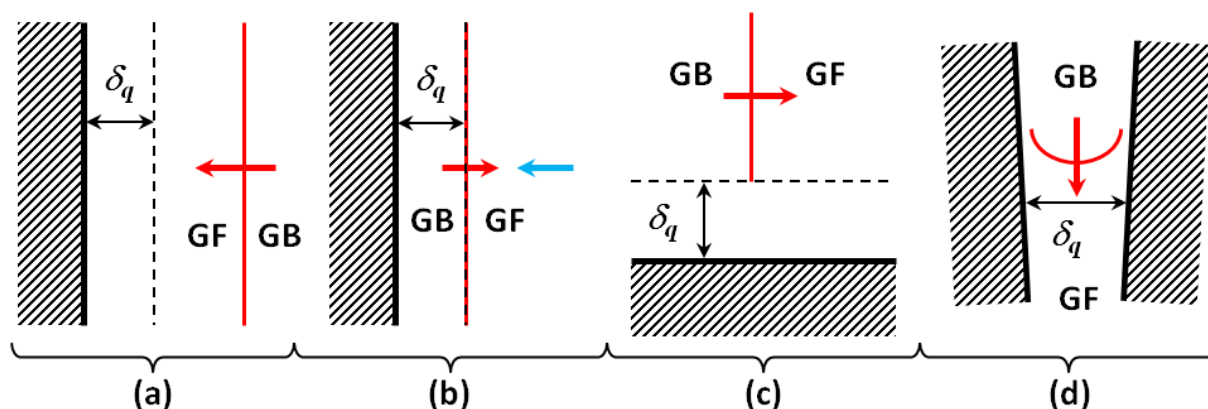


Fig. II.34 : Exemples de coincement frontal (a–b), latéral (c) ou en cavité (d).

L'ensemble de ces travaux a montré que lorsque la distance front de flamme/paroi devient très faible et que l'importance des phénomènes aérodynamiques diminue, le rôle de la paroi, tant thermique que de par ses implications potentielles sur les mécanismes chimiques, devient, lui, prépondérant.

La nature du matériau constituant la paroi s'avère alors jouer un rôle majeur et nombre d'études ont tenté de mieux l'appréhender [17,64,115,151,179,189,245]. De façon générale, les travaux réalisés ont concerné deux catégories de matériaux, les métaux et les céramiques (essentiellement des oxydes). Globalement, les métaux sont plus actifs chimiquement que les oxydes céramiques, davantage inertes [17,115,151,179,189,245]. Les deux oxydes les plus étudiées sont l'alumine (Al_2O_3) et le quartz (SiO_2), qui apparaît comme chimiquement plus actif que l'alumine [151,179,189], hormis dans les travaux de Kim et al. [115].

Dans le cadre de cette approche relative au phénomène de coincement et en lien avec la « nature » du matériau, tel que nous venons de l'examiner, la température de surface constitue un paramètre déterminant qui traduit le couplage important front de flamme/paroi. De manière générale, la distance de coincement diminue avec l'augmentation de la température de surface de la paroi [60,63,115,151,245,249]. Résultat plus important encore, les différences d'interaction selon la composition de surface (notamment métal vs oxyde céramique) ne sont généralement observées que pour des températures de surface suffisamment élevées. Se dégagent alors deux principaux modes ou régimes de coincement, dont l'importance relative en fonction de la température de surface a fait l'objet de nombreuses études [3,8,10,17,60,103,115,151,177,179,189,245] :

- pour de faibles températures de surface, la plupart des auteurs s'accordent sur la prédominance des effets thermiques dans le coincement du front de flamme ;
- quand la température de surface augmente suffisamment, le coincement du front de flamme par la paroi devient au contraire davantage sensible aux effets cinétiques (coincement chimique des radicaux).

Plusieurs explications proposées dans la littérature se complètent pour expliquer ce changement de mécanisme de coincement dominant. Tout d'abord, une augmentation de la température de surface entraîne un double effet : une diminution du gradient de température en proche paroi et une augmentation de la concentration à la paroi de certains radicaux fortement réactifs tels OH [179]. La pression partielle ainsi accrue de tels radicaux favorise les réactions de surface et les pertes thermiques sont réduites suite au plus faible gradient thermique. Ces deux effets se combinent donc pour amplifier le rôle relatif du coincement chimique par rapport au coincement thermique. C'est aussi l'analyse que proposent Popp et Baum [177], qui distinguent deux régimes en fonction de la température de paroi T_w . Dans le premier régime, dénommé « régime de faibles températures de paroi » ($T_w < 400 \text{ K}$), la paroi peut être considérée comme (chimiquement) inerte, dû à une concentration négligeable de radicaux à la paroi. Dans le second régime en revanche, ou « régime de hautes températures de paroi » ($400 \text{ K} < T_w < 600 \text{ K}$), la paroi ne peut plus être considérée comme (chimiquement) inerte. Suite à une concentration élevée de radicaux dans la région proche-paroi, il y a nécessité de prendre en compte les réactions de surface incluant adsorption et désorption [177].

Une autre explication souvent avancée à propos de la transition entre la prédominance des modes de coincement chimique et thermique concerne la modification du mécanisme réactionnel (d'oxydation du méthane) avec la température [115,245]. Le mécanisme réactionnel de basses températures ($< 900 \text{ K}$; il s'agit ici de la température des gaz et non de surface) ne présente pas de réactions rapides et les espèces intermédiaires stables peuvent être aisément détruites à la paroi ; en revanche lors du mécanisme réactionnel de hautes températures ($> 900 \text{ K}$), les réactions de décomposition dominant et entraînent la formation en quantité suffisante de radicaux hautement réactifs [115].

Au-delà de ces résultats essentiellement liés à des études de flammes prémélangées, il est à noter que dans une configuration de jet de méthane débouchant dans un écoulement coaxial d'air préchauffé ($D_i = 0,8$ mm ; $\delta = 0,2$ mm), Fujiwara et al. [64] ont également observé un changement de comportement d'interaction entre une paroi (brûleur) et une flamme non-prémélangée. Celui-ci a été attribué au dépassement par la température de l'air de celle d'autoinflammation du méthane dans l'air ($580^\circ\text{C} = 853$ K [4]).

Cette analyse bibliographique apporte donc un regard complémentaire à notre étude, en rappelant l'importance des réactions hétérogènes dans les mécanismes de stabilisation de la flamme. Cette mise en perspective souligne, à travers les couplages aérothermochimiques, le rôle crucial de la température de surface de la lèvre du brûleur dans l'établissement de la position du bout de flamme.

Dans le cas d'étude considéré ici, la température de la lèvre résulte d'un équilibre aérothermochimique et de l'établissement d'un gradient thermique qui dépend (pour des conditions aérodynamiques et une composition des écoulements réactants données) des propriétés thermiques du brûleur, en particulier de sa conductivité. Pour des matériaux conducteurs, ou bien lorsque les vitesses d'injection élevées (région III) refroidissent suffisamment le brûleur par convection pour évacuer le flux de chaleur reçu depuis le bout de flamme, les températures atteintes par la lèvre du brûleur s'écartent relativement peu de la température ambiante. Dans ce cas, le coincement thermique reste conséquent et les hauteurs d'attachement constatées pour l'ensemble des matériaux sont comparables. En revanche, en l'absence de refroidissement convectif significatif dans les régions I et II pour des matériaux tels que le Macor[®] et la StumatiteTM, la conductivité thermique est suffisamment faible pour permettre l'obtention d'une température de surface assez élevée ($T_{\text{lip}} > 450$ K–500 K). Ces températures élevées limitent les pertes thermiques, ce qui conduit à une stabilisation plus proche du brûleur, mais surtout amplifie l'importance relative des phénomènes chimiques. Les différences d'interaction observées entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur selon que celui-ci soit composé de l'un ou l'autre de ces deux matériaux (Macor[®] ou StumatiteTM) restent donc avant tout dues aux propriétés (chimiques) de surface.

Dans ce contexte, le traitement préalable d'une surface ainsi que son vieillissement peuvent – plus encore pour des matériaux métalliques – jouer un rôle important [115,245], bien qu'encore controversé [179]. Dans les deux cas (traitement de surface préalable ou vieillissement), la paroi subit une altération de sa surface par adsorption ou désorption de certaines espèces.

À ce niveau, il semble intéressant de souligner dans la composition de la StumatiteTM $\text{Al}_2(\text{Si}_4\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ la présence de groupes hydroxyles, qui peuvent apparaître d'une manière plus générale à la surface d'oxydes suite à l'adsorption d'eau (chimisorption puis physisorption si l'adsorption va au-delà d'une monocouche). Ces groupes hydroxyles sont susceptibles d'être désorbés en quantité croissante avec l'augmentation de la température de surface [245], dont dépend alors le taux de couverture de surface [184]. En réalité, ces phénomènes hétérogènes complexes d'adsorption/recombinaison/désorption sont encore insuffisamment compris [10,227,245], notamment car ils mettent en jeu d'autres paramètres tels qu'une compétitivité forte entre certaines espèces radicalaires en fonction de leur concentration respective [121,239]. Il ressort surtout que les mécanismes complets d'adsorption/désorption restent spécifiques à chaque couple adsorbant/adsorbat.

Dans le cas de la StumatiteTM, il est fait ici l'hypothèse d'une désorption des groupes hydroxyles de surface avec l'augmentation de la température de la lèvre. Ce phénomène peut d'une part libérer des sites d'adsorption pouvant alors piéger d'autres espèces [245], mais d'autre part les groupes hydroxyles libérés sont susceptibles de compenser les recombinaisons en limitant le

coincement chimique et ainsi de favoriser une stabilisation de la flamme plus proche de la paroi. Dans le cas de la StumatiteTM, la hauteur d'attachement plus faible mesurée pourrait résulter de cette seconde possibilité.

Le radical OH n'est cependant pas la seule espèce radicalaire impliquée dans les phénomènes d'adsorption et de réaction hétérogène. Le phénomène d'extinction en proche paroi, dont relève en partie le positionnement d'une flamme stabilisée sur la lèvre du brûleur, est particulièrement sensible à l'adsorption (conduisant à une concentration quasi nulle à la paroi) des radicaux OH, O et H [227]. Une corrélation a aussi pu être établie entre la distance de coincement et le ratio d'oxygène chimisorbé par rapport à l'oxygène total présent dans un matériau donné [245], les distances de coincement évoluant à l'inverse de la proportion d'oxygène chimisorbé.

Les phénomènes mis en jeu sont donc complexes et l'approche thermique développée dans cette partie, modifiant la conductivité thermique du brûleur, ne semble pas suffisante pour analyser intégralement les couplages aérothermochimiques en présence.

Grâce aux résultats obtenus, il est cependant possible d'apporter un autre éclairage sur l'analyse de la température de la lèvre et son influence sur le processus de stabilisation. En effet, la comparaison entre une augmentation de la température de la lèvre par voie passive ou active peut être obtenue grâce aux mesures réalisées dans le cas d'une variation de la conductivité thermique (voie passive) ou du niveau de préchauffage (voie indirecte mais « active »). L'effet semble plus important en présence de préchauffage, puisque le positionnement du bout de flamme (analysé ici principalement via la hauteur d'attachement) en est largement affecté, ce qui n'est pas généralisable lors d'une diminution de la conductivité du brûleur. Cela signifie donc que les propriétés réactives des écoulements gazeux, fortement influencées par la température initiale des réactants, prennent dans les couplages aérothermochimiques une part plus importante que les transferts thermiques au brûleur.

L'ensemble des mesures effectuées et l'étude bibliographique réalisée en complément permettent de proposer une vision synthétique du rôle thermique et chimique du brûleur dans la stabilisation de la flamme et son interaction avec la paroi. De façon générale, l'analyse a montré que l'évolution du « bout de flamme » n'était pas spécifiquement corrélée à la conductivité thermique du brûleur. Plusieurs conclusions importantes peuvent néanmoins être identifiées grâce à nos travaux, dont les deux principales sont reformulées ci-dessous :

(i) quand la température de la lèvre du brûleur reste basse, la hauteur d'attachement du bout de flamme est indépendante du matériau constituant le brûleur ;

(ii) les brûleurs constitués de matériaux à faible conductivité thermique engendrent une augmentation de la température de la lèvre. Dans ce cas, la part relative du coincement chimique s'accroît et des différences notables peuvent alors être observées dans l'interaction bout de flamme/paroi en fonction de la composition du brûleur et de ses propriétés chimiques surfaciques, notamment en termes de hauteur d'attachement. La spécificité ainsi mise en avant de la StumatiteTM est un exemple de la place cruciale que peuvent occuper dans les mécanismes de stabilisation les propriétés de la phase solide (brûleur). Il est à présent nécessaire d'enrichir cette vision des mécanismes de stabilisation par une analyse de l'influence des propriétés chimiques de la phase gazeuse, en complément de l'approche thermique déjà réalisée.

II.3 Approche chimique de la phase gazeuse

Une des formes d'interaction entre le bout de flamme et la paroi est le coincement chimique dont il a été largement question au cours du paragraphe précédent, phénomène qui se manifeste en particulier par des réactions chimiques en phase hétérogène. Bien évidemment, la composante chimique des couplages aérothermochimiques dans la zone de stabilisation intervient aussi en phase gazeuse. Ceci est particulièrement vrai si le bout de flamme devient de type propagatif, comme dans les régions II et III identifiées dans cette étude, sa vitesse de propagation dépendant alors fortement de la température initiale des réactants (II.2.1). Cette température modifie les cinétiques chimiques, qui sont donc largement influencées par les propriétés réactives des gaz réactants.

En vue d'apporter un nouvel élément de compréhension des mécanismes de stabilisation, nous avons choisi de mettre en exergue la composante chimique, principalement via les caractéristiques de la réaction chimique. Si les deux réactants sont donc conservés (CH_4 et air), c'est par l'ajout d'un diluant à l'air (dans l'écoulement coaxial oxydant) que cette influence va être analysée, en lien avec le caractère propagatif du bout de flamme (régions II-III).

Cette influence de la dilution a déjà été abordée par Min et al. [154,155], dont les travaux ont abouti à plusieurs résultats importants concernant la stabilisation du bout de flamme propagatif. Tout d'abord, Min et al. ont montré qu'il existe un taux de dilution critique $(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$ au-delà duquel une flamme attachée sur un brûleur se décroche. Ce taux de dilution critique dépend du diluant et des conditions aérodynamiques [154] :

$$\left(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}}\right)_{\text{lift}} = \alpha \cdot U_{\text{fuel}} + \beta \cdot U_{\text{air}} + \gamma \quad (\text{II.1})$$

où les coefficients α , β et γ dépendent également du régime d'écoulement (région II ou III). Mais davantage que le simple taux de dilution, il semble plus judicieux de raisonner en termes de taux de dilution relatif, $x = (Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})/(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$, déjà identifié par Min et al. comme paramètre de contrôle [155].

D'autre part, Min et al. ont examiné l'évolution du positionnement du bout de flamme sous l'effet de la dilution. À la différence d'une modification d'ordre aérodynamique (augmentation de la vitesse du jet), la position radiale du bout de flamme n'est quasiment pas affectée par la dilution, essentiellement car les champs de vitesse ne sont pas modifiés par l'ajout du diluant. En revanche, la dilution a un impact très fort sur la position axiale du bout de flamme propagatif, majoritairement attribué à la diminution du taux de réaction qui modifie l'équilibre entre la vitesse locale de l'écoulement et la vitesse de propagation du bout de flamme, élément clef du mécanisme de stabilisation. Les hauteurs d'attachement ont ainsi fait l'objet de mesures par Min et al., à partir desquelles certaines corrélations empiriques ont été proposées qui pourront donc être directement réutilisées ici, de la forme suivante pour la hauteur d'attachement H_a [154,155] :

$$H_a = H_a^\circ \times \exp \left[A \frac{(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})}{(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}} \right] = H_a^\circ \times \exp(Ax) \quad (\text{II.2})$$

où H_a° est la valeur de la hauteur d'attachement sans dilution (dénnoté par l'exposant $^\circ$) et A une constante, qui dépendent toutes deux de la vitesse d'injection U_{fuel} .

Afin de disposer d'une vision globale qui puisse permettre d'évaluer l'importance relative des différents phénomènes aérothermochimiques sur le mécanisme de stabilisation, nous allons conserver les mêmes repères et examiner l'influence des variations du taux de dilution sur la température de la lèvre et le positionnement du bout de flamme. Plus précisément, nous focaliserons notre attention sur la hauteur d'attachement, puisque l'évolution radiale du bout de flamme sous l'effet de la dilution n'est pas significative. Il s'agira alors de corréler ces grandeurs en fonction des conditions de dilution.

Dans le cadre de notre travail, les paramètres retenus sont donc la vitesse du jet, la nature du diluant et sa proportion dans l'air (taux de dilution $Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}}$).

- Trois cas de vitesses du jet ont été choisis dans les régions II et III : $U_{\text{fuel}} = 1 \text{ m.s}^{-1}$, 5 m.s^{-1} et 10 m.s^{-1} .
- Deux diluants ont été sélectionnés ici, le dioxyde de carbone (CO_2) et l'argon (Ar), de par leurs effets assez distincts sur le taux de dilution critique, ainsi que sur la vitesse de propagation du bout de flamme en référence à un front prémélangé à la stœchiométrie, $S_{L,\text{st}}$, qui dépend très fortement du diluant et du taux de dilution [67,182,201].
- Pour chaque couple des précédents paramètres (vitesse du jet et nature du diluant), le taux de dilution est augmenté pour obtenir plusieurs conditions de stabilisation du bout de flamme comprises entre le cas non dilué et la limite de stabilité de la flamme attachée (décrochage).

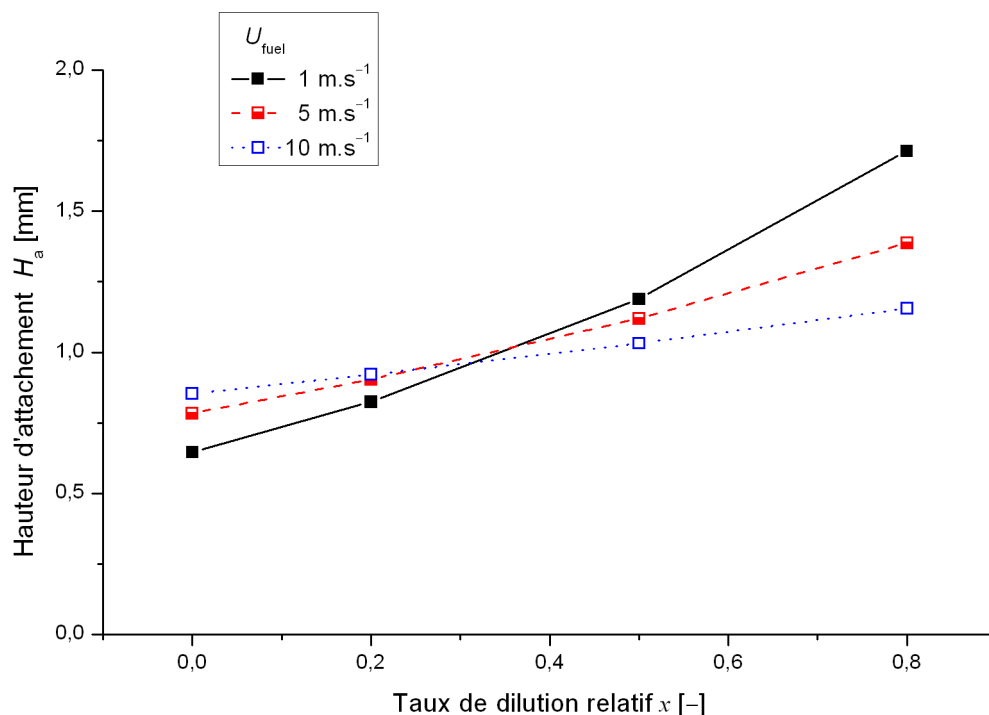


Fig. II.35 : Hauteur d'attachement en fonction du taux de dilution relatif (corrélacion (II.2), [154]).

De l'ensemble de ces paramètres qui définissent les conditions expérimentales, dépendent donc plusieurs grandeurs :

- le taux de dilution critique $(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$, déterminé à partir de la corrélation (II.1). Il en est déduit le taux de dilution relatif, $x = (Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})/(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$;
- la hauteur d'attachement H_a (fig. II.35), déterminée à partir de la corrélation (II.2) ;
- la température de la lèvre T_{lip} (fig. II.36), mesurée ;

- les propriétés réactives (fig. II.37), quantifiées grâce à la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie $S_{L,st}$ et à la température adiabatique de flamme T_{ad} ; toutes deux sont calculées via Cantera [74].

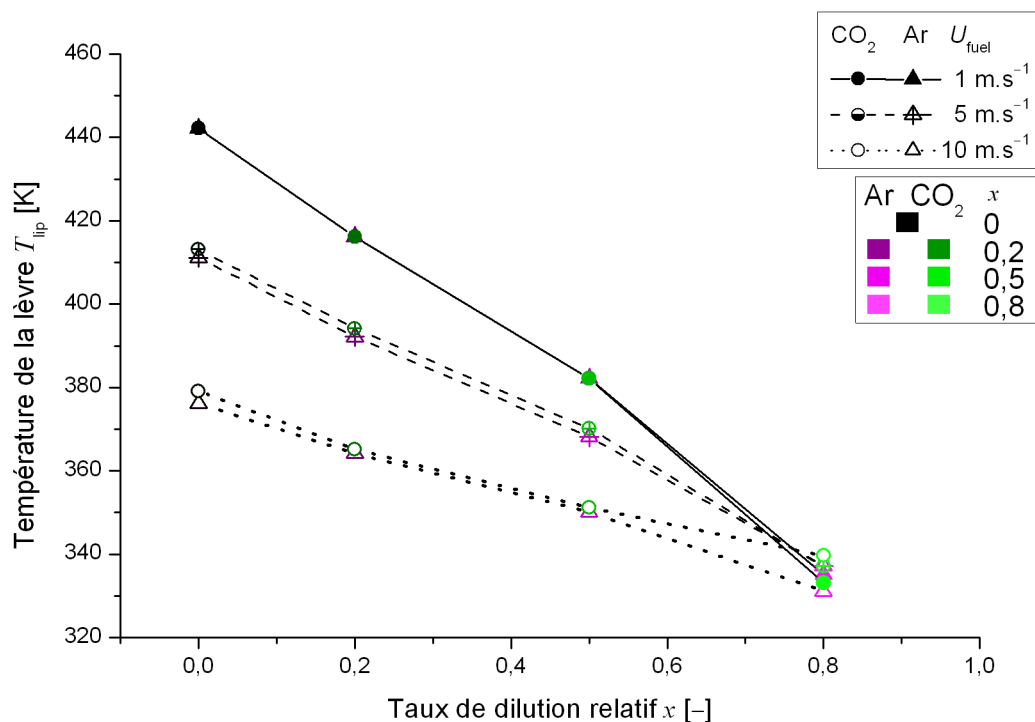


Fig. II.36 : Température de la lèvre en fonction du taux de dilution relatif.

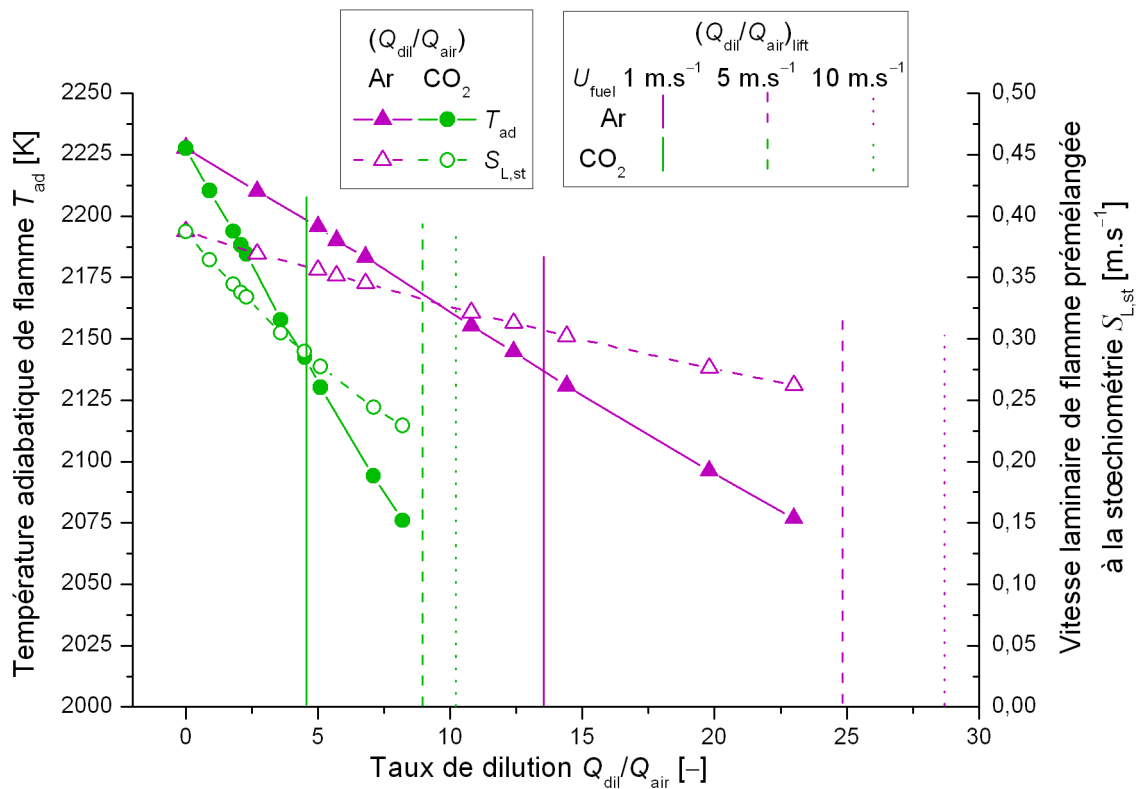


Fig. II.37 : Évolution des propriétés réactives sous l'effet de la dilution.

L'ensemble de ces grandeurs calculées ou mesurées sont également regroupées dans le tab. II.1. Il ressort de tous ces résultats, issus à la fois de corrélations précédemment établies [154] et des mesures et calculs nouvellement réalisés, qu'un même taux de dilution relatif conduit, dans des conditions aérodynamiques données (U_{fuel} et U_{ox} fixées), à

- une unique hauteur d'attachement quel que soit le diluant, mais également à
- une même température de lèvre, ainsi qu'à
- des valeurs identiques de température adiabatique T_{ad} et
- des valeurs identiques de vitesse laminaire de flamme prémélangée à la stoechiométrie $S_{\text{L,st}}$.

Des conditions aérodynamiques et chimiques dépendent donc tant la hauteur d'attachement que la température de la lèvre, les caractéristiques réactives étant elles conditionnées par la composition des écoulements gazeux réactants. L'analyse détaillée des couplages doit alors permettre d'élucider le rôle relatif des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les mécanismes de stabilisation.

Tab. II.1 : Grandeurs obtenues en fonction des conditions de dilution : hauteur d'attachement, température de la lèvre et propriétés réactives.

Conditions expérimentales			Grandeurs déterminées		Grandeur mesurée	Grandeurs calculées	
U_{fuel} [m.s ⁻¹]	Diluant	$Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}}$ [%]	x [%]	H_a^q [mm]	T_{lip}^r [K]	T_{ad} [K]	$S_{\text{L,st}}$ [m.s ⁻¹]
1	-	0	-	0,65	441	2228	0,39
	Ar	5,7	20	0,82	416	2190	0,35
	CO ₂	2,1			416	2188	0,34
	Ar	14,4	50	1,19	382	2131	0,30
	CO ₂	5,1			382	2130	0,28
	Ar	23,0	80	1,71	335	2077	0,26
	CO ₂	8,2			333	2076	0,23
5	-	0	-	0,78	412	2228	0,39
	Ar	5,0	20	0,90	392	2196	0,36
	CO ₂	1,8			394	2194	0,34
	Ar	12,4	50	1,12	368	2145	0,31
	CO ₂	4,5			370	2143	0,29
	Ar	19,8	80	1,39	337	2096	0,28
	CO ₂	7,1			337	2094	0,24
10	-	0	-	0,85	376	2228	0,39
	Ar	2,7	20	0,92	364	2210	0,37
	CO ₂	0,9			367	2210	0,36
	Ar	6,8	50	1,03	350	2183	0,35
	CO ₂	2,3			356	2185	0,33
	Ar	10,8	80	1,16	331	2155	0,32
	CO ₂	3,6			344	2158	0,31

^q Brûleur HT-310 (cf. Annexe A-7) ; valeurs issues des corrélations obtenues pour $U_{\text{ox}} = 0,10 \text{ m.s}^{-1}$, sachant que la hauteur d'attachement est davantage influencée par l'addition d'un diluant que par des changements aérodynamiques (U_{fuel} , U_{ox}) [154].

^r Brûleur UC-310 (cf. Annexe A-7) ; $U_{\text{ox}} = 0,20 \text{ m.s}^{-1}$; étude conduite avec une procédure de dilution maintenant le débit massique d'oxydant constant, sachant que le protocole choisi n'influence pas significativement la détermination des paramètres caractérisant la stabilisation de la flamme [154].

Pour des conditions aérodynamiques fixées, la modification des grandeurs d'étude (hauteur d'attachement et température de la lèvre) semble ici due à une altération des propriétés réactives suite à l'ajout d'un diluant. Ces conditions de dilution affectent les propriétés réactives en amont du bout de flamme, et modifient à la fois son positionnement et les caractéristiques thermiques qui en découlent.

Afin de consolider cette analyse, et dans l'hypothèse d'un bout de flamme propagatif dans les conditions aérodynamiques considérées ici (régions II-III), la hauteur d'attachement est tracée en fonction de la vitesse laminaire de propagation en référence à un prémélange à la stœchiométrie (fig. II.38). L'allure du graphe confirme bien que plus la vitesse de propagation est élevée, plus le bout de flamme correspondant se stabilise proche du brûleur, l'égalité de $S_{L,st}$ ayant déjà été constatée à la suspension quel que soit le diluant [154,155].

Plus généralement, notre étude souligne que l'interaction bout de flamme/lèvre du brûleur est largement régie par les caractéristiques ou « propriétés » réactives ($S_{L,st}$ et T_{ad}), car l'égalité de ces propriétés réactives conduit à un même positionnement du bout de flamme ainsi qu'à des transferts thermiques similaires, mis en évidence par l'égalité de la température de la lèvre.

Les résultats de Gülder et al. [77] obtenus avec du propène et de l'éthylène sont en accord avec cette première analyse : des propriétés réactives ($S_{L,st}$ et T_{ad}) de ces deux combustibles [4,232] dépend en effet la température de surface du brûleur, dont les valeurs mesurées diminuent pour des écoulements gazeux moins réactifs.

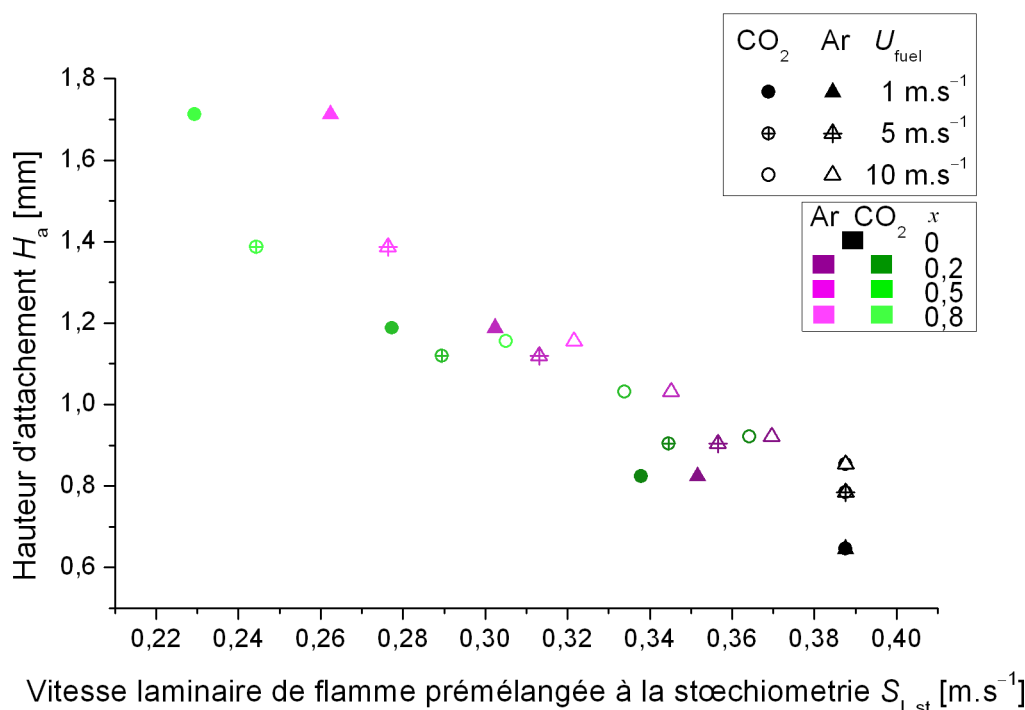


Fig. II.38 : Hauteur d'attachement en fonction de la vitesse de flamme prémélangée à la stœchiométrie.

D'autre part, puisque la variation relative de positionnement axial du bout de flamme est plus grande sous l'effet d'une modification de la composition de l'oxydant que sous l'effet d'une modification de la vitesse du jet, il semblerait que les propriétés réactives des réactants jouent un rôle au moins tout aussi important que les conditions aérodynamiques dans les mécanismes de stabilisation. Cette remarque reste cohérente avec les fortes variations relatives de hauteur d'attachement observées sous l'effet d'un changement de température initiale (donc un accroissement de la vitesse de

propagation du bout de flamme, II.2), comparées à celles obtenues sous les seuls effets de la vitesse d'injection (II.1).

La fig. II.36 nous a montré que la température de la lèvre diminue avec l'augmentation du taux de dilution relatif, de manière corrélée à la translation du bout de flamme vers l'aval et à la diminution de la température adiabatique de flamme. Il est alors utile de savoir si cette diminution de la température de la lèvre doit être attribuée davantage au recul du bout de flamme (moindre interaction), ou bien à la diminution de la température adiabatique de flamme, prise ici comme référence pour estimer l'apport de chaleur potentiel dû à la réaction chimique exothermique.

Pour tenter de répondre à cette question, nous avons tracé la température de la lèvre en fonction de la température adiabatique de flamme. La fig. II.39 montre ainsi, pour chaque vitesse d'injection, une relation quasi-linéaire entre ces deux températures de référence. La diminution de la température adiabatique de flamme avec le taux de dilution relatif est toutefois plus importante que celle de la température de la lèvre, ce qui signifie que la différence de température entre la flamme et le brûleur, qui peut être approximée par $|T_{lip} - T_{ad}|$, diminue pour des écoulements gazeux présentant un taux de réaction moindre. Puisqu'avec la réduction de la réactivité des écoulements se produit également un éloignement du bout de flamme, cela signifie que le gradient de température, estimé par $|T_{lip} - T_{ad}|/H_a$, diminue. Par conséquent, les pertes thermiques au brûleur sont réduites.

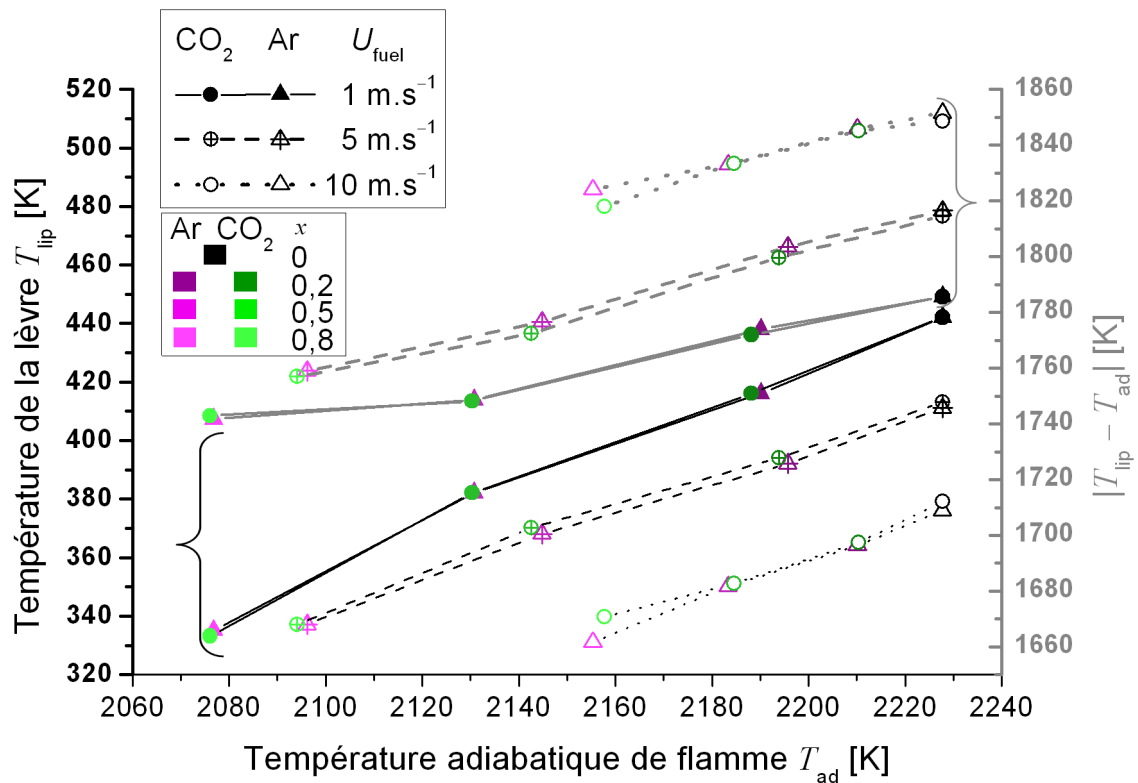


Fig. II.39 : Température de la lèvre et écart absolu avec la température adiabatique de flamme en fonction de la température adiabatique de flamme.

Un flux conductif global unidimensionnel $\dot{Q}_{\lambda\text{-gaz}}$ peut alors être déterminé à partir de H_a , $|T_{lip} - T_{ad}|$ et la conductivité thermique d'un mélange stœchiométrique λ_{st} :

$$\dot{Q}_{\lambda\text{-gaz}} = -\lambda_{st} \frac{T_{lip} - T_{ad}}{H_a} \quad (\text{II.3})$$

C'est à l'évidence un modèle très simple, pour deux raisons essentielles. D'abord, les conditions favorables à une prépondérance de la conduction amont sont supposées n'être satisfaites

que dans la couche visqueuse au plus proche de la paroi du brûleur. Ensuite, le bout de flamme n'est pas dans des conditions adiabatiques au point de stabilisation, à cause précisément des pertes thermiques au brûleur qui réduisent la température des gaz par rapport à celle théorique adiabatique. Le flux de chaleur conductif entre la flamme et le brûleur $\dot{Q}_{\lambda\text{-gaz}}$, néanmoins établi avec cette simple relation, est tracé dans la fig. II.40 en fonction de $S_{L,\text{st}}$. De manière cohérente, il apparaît que le transfert de chaleur par conduction entre le bout de flamme et le brûleur est réduit pour des écoulements gazeux moins réactifs. Quand le taux de dilution relatif augmente, c'est donc l'effet combiné, et simultané, d'un accroissement de la hauteur d'attachement H_a et d'un abaissement immédiat de la température adiabatique de flamme T_{ad} qui entraîne la diminution de la température de la lèvre T_{lip} . Pour une vitesse d'injection fixée, donc sans modification de l'aérodynamique, ces évolutions proviennent uniquement du changement des propriétés chimiques des écoulements réactants (à cause de la dilution), mettant en avant leur rôle dans les couplages aérothermochimiques.

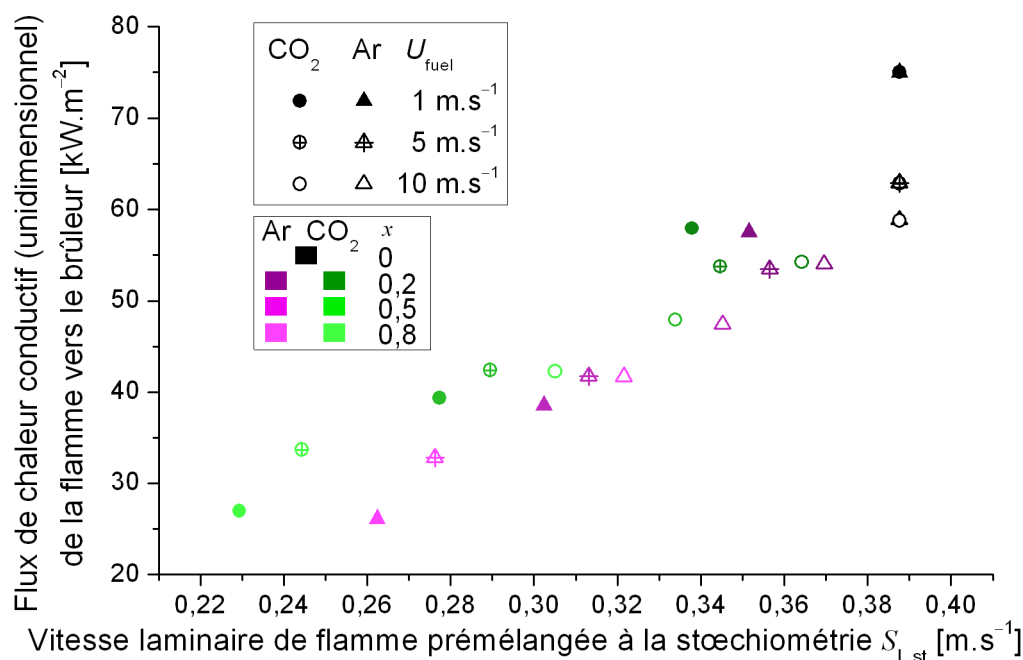


Fig. II.40 : Flux de chaleur conductif entre la flamme et le brûleur en fonction de la vitesse de flamme prémélangée à la stœchiométrie.

Avec l'augmentation de la dilution, l'équilibre aérothermochimique se maintient donc dans un premier temps d'un point de vue thermique, puisque le dégagement de chaleur moins important est compensé par une réduction des pertes thermiques au brûleur. Mais la suspension de la flamme se produit ensuite lors de la rupture du mécanisme d'un point de vue aérodynamique, engendrée par la destruction de l'équilibre entre la vitesse locale d'écoulement et celle de propagation du bout de flamme [206].

L'approche réalisée dans cette partie, davantage focalisée sur les aspects chimiques, a permis de souligner des éléments essentiels à la compréhension du rôle relatif des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation, qu'il est possible de simplifier comme dans le schéma de la fig. II.41 pour les principaux paramètres (relatifs à la dilution) de cette étude.

Les propriétés réactives des écoulements gazeux ($S_{L,\text{st}}$, T_{ad}) paraissent de toute première importance dans les interactions bout de flamme/lèvre du brûleur. Ces propriétés réactives

conditionnent fortement le positionnement axial du bout de flamme, ainsi que les transferts thermiques entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur, avec plus d'importance que les conditions aérodynamiques.

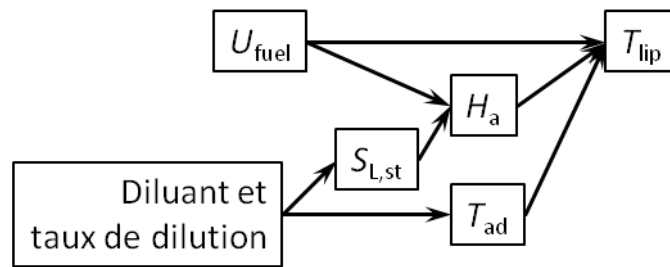


Fig. II.41 : Schéma simplifié des couplages aérothermochimiques en présence de dilution.

II.4 Conclusion

L'analyse détaillée du rôle des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation d'une flamme-jet attachée reste une question importante encore non intégralement résolue. Nous avons tenté de la résoudre en développant d'abord une démarche basée sur une analyse locale de la zone d'attachement de la flamme stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur. Cette analyse s'appuie sur des grandeurs caractéristiques résultant d'équilibres complexes qui régissent la stabilisation du bout de flamme dans cette zone. Deux grandeurs principales ont ainsi été choisies dans cette étude comme témoins des interactions entre le bout de flamme et la paroi. Il s'agit du positionnement du bout de flamme relativement au brûleur, défini ici par une hauteur et un rayon d'attachement, et de la température de la lèvre du brûleur.

Différentes approches ont été utilisées pour modifier les couplages aérothermochimiques dans la zone d'attachement, afin de mieux analyser ces couplages pour comprendre également le rôle relatif des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans le mécanisme de stabilisation. Plusieurs paramètres ont donc été retenus pour analyser l'évolution des couplages suite à une modification initiale d'ordre aérodynamique, thermique ou encore chimique. Cela concerne les différents niveaux de l'interaction flamme/paroi, c'est-à-dire aussi bien les écoulements gazeux réactants que la paroi solide. Ces paramètres sont en réalité des outils d'analyse de cette interaction, relatifs aux différents éléments des couplages :

- l'aérodynamique, via la vitesse d'injection du combustible ;
- la thermique, par l'intermédiaire
 - de la température initiale des réactants ;
 - des propriétés thermiques du brûleur :
 - l'émissivité de la lèvre ;
 - la conductivité thermique du brûleur, nécessitant dans ce cas un changement de composition du matériau constituant le brûleur ;
- la chimie, suite à une modification de la composition de l'oxydant par ajout d'un diluant à l'air.

Les nombreux résultats obtenus ont permis de mettre en exergue une première analyse locale de l'interaction flamme/paroi soulignant plusieurs éléments importants.

Différents régimes de comportement du bout de flamme ont pu être identifiés en fonction de la vitesse d'injection du combustible : trois régions (I/II/III) grâce à l'approche aérodynamique et deux (A/B) grâce à l'analyse thermique, qui, sans coïncider, se recoupent.

- Il ressort en particulier que pour de faibles vitesses du jet, il existe un régime d'écoulement de sillage purement visqueux (région IA), pour lequel le bout de flamme est alors considéré de type diffusif.
- Ce comportement évolue avec l'augmentation de la vitesse du jet qui contraint petit à petit l'expansion de l'écoulement coaxial, et l'apparition d'un tourbillon de recirculation confère au bout de flamme un caractère transitionnel entre un type diffusif et propagatif (région IB).
- Enfin pour des vitesses d'injection de combustible s'approchant davantage de la vitesse de suspension, les conditions aérodynamiques occupent dans les couplages une place davantage déterminante sur la stabilisation du bout de flamme propagatif, sous l'influence de la quantité de mouvement croissante du jet d'abord laminaire (région II) puis turbulent (région III).

Plus spécifiquement, les enseignements suivants peuvent être retenus en écho aux questions posées quant à la stabilisation du bout de flamme vis-à-vis de la lèvre du brûleur.

Rôle relatif des écoulements gazeux et de la paroi solide du brûleur dans l'interaction flamme/paroi et la localisation du bout de flamme

- La localisation du point de stabilisation du bout de flamme est contrôlée en premier lieu par les conditions chimiques et aérodynamiques. En effet, la localisation dépend principalement :
 - des caractéristiques réactives des écoulements réactants, en particulier de la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie dès lors que le bout de flamme est propagatif. Ces caractéristiques réactives dépendent des écoulements gazeux, notamment de leur composition (la dilution entraînant ainsi un recul du bout de flamme) et de leur température initiale (le préchauffage des réactants conduisant globalement à une stabilisation du bout de flamme se rapprochant de la lèvre du brûleur et du jet interne) ;
 - du champ de vitesses, induit par les vitesses absolues et relatives du jet combustible et de l'écoulement coaxial, mais aussi par la géométrie du brûleur (paramètre non examiné dans cette étude), à savoir son profil et l'épaisseur de ses lèvres [124,167].
- Le positionnement radial du bout de flamme résulte alors essentiellement des conditions aérodynamiques et de la position de la ligne stœchiométrique, donc de la composition locale du gaz, qui dépend du rapport de vitesses et de l'importance de l'entraînement d'air par le jet central (conditions de mélange « aérochimique »).
- Le positionnement axial du bout de flamme en revanche, ne dépend pas simplement des phénomènes en phases homogènes cités ci-dessus pour expliquer son positionnement radial. Il est davantage sensible à des phénomènes en phase hétérogène, résultant d'une autre forme d'interaction flamme/paroi dans la zone d'attachement proche de la lèvre du brûleur. Le positionnement axial dépend notamment des conditions aux limites thermiques et des transferts thermiques au brûleur, qui régissent également l'importance relative des modes de coïncement thermique et chimique de la flamme par la paroi.

Liens entre transferts thermiques au brûleur et localisation du bout de flamme

- Le gradient de température entre la flamme et le brûleur diminue pour des écoulements moins propices à la réaction, pour lesquels le bout de flamme est positionné axialement plus en aval. Le flux de chaleur conductif qui en résulte entre le bout de flamme et la lèvre décroît. Ainsi, la température de la lèvre apparaît davantage

comme une conséquence du positionnement du bout de flamme, ce dernier étant principalement relié aux conditions aérodynamiques et chimiques.

Part des différents modes de transfert thermique dans la zone de stabilisation

- L'émissivité de la lèvre du brûleur ne montre pas d'influence significative sur les transferts thermiques au brûleur.
- Dès lors que les conditions aérodynamiques deviennent prépondérantes (vitesse du jet combustible s'approchant de la vitesse de suspension), les transferts convectifs dans le tube sont plus importants, entraînant une chute de la température de la lèvre.
- Globalement, la température de la lèvre du brûleur augmente lorsque la conductivité thermique de celui-ci diminue ; cette conclusion reste cependant conditionnée au rôle du coincement chimique dont peut aussi dépendre la position du bout de flamme.

Importance des différents modes de coincement et conséquences sur la stabilisation

- Lorsque la température de la lèvre est faible, le coincement thermique domine l'interaction bout de flamme/paroi du brûleur, et il n'y a pas de différences de positionnement axial du bout de flamme entre des brûleurs en matériaux de natures chimiques distinctes.
- Suite à une élévation de la température de la lèvre (favorisée par des matériaux de faible conductivité thermique), les pertes thermiques au brûleur sont réduites. Il en résulte une stabilisation plus proche de la lèvre, mais surtout une part relative du coincement chimique accrue, qui dépend fortement du matériau considéré.
- La StumatiteTM ressort alors comme ayant des propriétés chimiques particulières, permettant, grâce à une moindre perte de radicaux, une stabilisation axiale du bout de flamme significativement plus proche de ce brûleur. Ce comportement est attribué ici à la présence de groupes hydroxyles adsorbés à la surface de la StumatiteTM, susceptibles de désorber avec l'augmentation de la température de surface.
- L'absence de corrélation directe entre la hauteur d'attachement et la conductivité thermique du brûleur confirme donc que les effets chimiques dus à la nature du matériau du brûleur sont plus importants que les effets thermiques obtenus par voie passive.

Critères thermiques pouvant caractériser la limite de stabilité d'une flamme attachée ?

- S'il est possible de considérer le maintien de l'équilibre aérothermochimique d'un point de vue thermique, il n'apparaît cependant pas possible de définir une température de lèvre critique ou bien un flux critique dans le brûleur conduisant à la rupture de la stabilisation (suspension de la flamme), dont l'origine est essentiellement aérodynamique suite à la destruction de l'équilibre entre la vitesse locale d'écoulement et celle de propagation du bout de flamme.

Des conclusions de ce chapitre quant à l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les mécanismes de stabilisation, il ressort aussi que les propriétés ou caractéristiques réactives des écoulements gazeux jouent un rôle crucial et prennent, dans les couplages aérothermochimiques, une part plus importante que les transferts thermiques au brûleur. Ces propriétés réactives dépendent largement des conditions aux limites chimique (composition) et thermique (température initiale) des écoulements gazeux, et conditionnent fortement le positionnement axial du bout de flamme, ainsi que les transferts thermiques entre le bout de flamme et la lèvre du brûleur, de manière plus prononcée que les conditions aérodynamiques.

Nous avons développé dans ce chapitre une analyse locale de la zone d'attachement, avec une variation contrôlée de certains paramètres et observation des grandeurs résultantes (T_{lip} , $\{r_a + H_a\}$), à l'équilibre, lorsque le bout de flamme est stabilisé. Cependant, des informations supplémentaires peuvent être attendues lorsque l'on détruit cet équilibre. En effet, l'influence d'une modification des différents paramètres peut également se manifester, à travers les couplages aérothermochimiques, en termes de limite de stabilisation de la flamme en régime attaché. Aussi apparaît-il judicieux de s'intéresser plus spécifiquement aux mécanismes conduisant à la suspension d'une flamme, qui doivent permettre d'apporter d'autres éléments de compréhension du rôle relatif des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les mécanismes de stabilisation. Ceux-ci diffèrent d'ailleurs selon l'état attaché ou suspendu de la flamme, et l'étude du dépassement des limites de stabilité et de la transition entre les différents régimes de combustion s'inscrit donc comme une continuité vers une compréhension globale des mécanismes de stabilisation.

C'est dans cette optique qu'une approche plus globale de la flamme est proposée dans le prochain chapitre, examinant l'influence du couplage de la dilution et d'une augmentation de la température initiale des écoulements réactants sur la stabilisation de la flamme et les limites de stabilité de ses différents régimes de stabilisation.

Chapitre III Décrochage d'une flamme attachée et transitions entre régimes de stabilisation

III.1	<i>Modification du phénomène d'hystérésis sous l'effet d'un préchauffage des réactants.....</i>	92
III.2	<i>Phénomènes transitoires : décrochage et extinctions locales</i>	100
III.2.1.	Évolution du processus de transition vers le régime de flamme suspendue avec l'augmentation de la température initiale des réactants	109
III.2.2.	Lien entre processus de décrochage et phénomènes d'extinction locale	123
III.3	<i>Phénomène de flamme coupée</i>	133
III.4	<i>Stabilisation des flammes suspendues.....</i>	142
III.5	<i>Couplage dilution/préchauffage.....</i>	145
III.5.1.	Limite de décrochage obtenue par dilution au CO ₂ avec préchauffage	147
III.5.2.	Comparaison avec d'autres diluants	150
III.6	<i>Conclusion</i>	155

Chapitre III Décrochage d'une flamme attachée et transitions entre régimes de stabilisation

Pour répondre à la question physique du rôle des couplages aérothermochimiques dans la stabilisation des flammes, une analyse d'abord locale a été développée dans le chapitre précédent. Si celle-ci a soulevé le rôle crucial de la paroi solide, elle a également permis de souligner l'impact des conditions aérothermochimiques des écoulements gazeux réactants, vitesse, température et composition, sur les mécanismes de stabilisation. En particulier dans les régions dominées par les conditions aérodynamiques, le caractère propagatif du bout de flamme, l'extrémité amont de la zone réactive, a été confirmé par l'analyse de l'interaction bout de flamme/paroi.

Les expériences précédentes ont été conduites d'un point de vue local, dans la zone d'attachement, et en régime stationnaire, c'est-à-dire pour une flamme attachée en état d'équilibre aérothermochimique. Bien qu'essentielle à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes attachées, cette approche peut toutefois s'avérer réductrice pour certains aspects de l'analyse des couplages aérothermochimiques. De fait, une approche plus globale de la flamme et des différents régimes de combustion pouvant s'établir apparaît complémentaire et nécessaire à l'étude des mécanismes de stabilisation. En particulier, l'analyse des transitions entre les différents régimes de combustion, qui correspondent aux limites de stabilité des différents domaines de combustion et donc à une rupture des mécanismes d'équilibre qui contrôlent la stabilisation, semble un outil pertinent pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu.

Ces transitions s'opèrent classiquement suite à une modification de la vitesse d'injection du combustible, c'est-à-dire suite à une modification aérodynamique des couplages aérothermochimiques. Ainsi, à partir d'une flamme initialement attachée et suite à l'augmentation de la vitesse du jet, une rupture de cette stabilisation proche brûleur intervient à une vitesse critique dite de décrochage. S'il n'existe pas de position de stabilisation aval, la flamme est soufflée puis éteinte^s (*blow-off*). Dans le cas contraire, une nouvelle position de stabilisation peut être obtenue pour la flamme plus en aval dans l'écoulement. La vitesse critique de décrochage ($U_{\text{fuel, lift}}$) est alors qualifiée de vitesse de suspension (*lift-off* ou *lifting*), et le nouveau régime de stabilisation est le domaine des flammes suspendues. Une augmentation plus importante de la vitesse du jet peut conduire au soufflage (*blow-out*) de la flamme suspendue. À l'inverse, à partir d'une flamme suspendue, lorsque la vitesse d'injection est réduite, le rattachement de la flamme (*reattachment*) est obtenu à une vitesse ($U_{\text{fuel, a}}$) bien inférieure à celle de suspension, formant ainsi un phénomène d'hystérésis [72,131,192,195,221]. Les régimes de flamme attachée et suspendue sont illustrés sur la fig. III.1, qui présente également les transitions entre ces régimes ainsi que la zone d'hystérésis à travers l'évolution de la hauteur de stabilisation en fonction de la vitesse d'injection du combustible.

La connaissance de ce comportement d'une flamme stabilisée sur un brûleur et de son évolution lorsque l'aérodynamique change constitue la base de toutes les approches réalisées jusque là. La zone d'hystérésis caractérise les limites de stabilité des deux principaux régimes de combustion

^s Il n'existe pas, à notre connaissance, de terminologie précise en français faisant la distinction entre les phénomènes de soufflage selon l'état initial de la flamme, et ce malgré la différence des mécanismes physiques mis en jeu. Par conséquent, la terminologie anglaise sera systématiquement spécifiée afin de lever toute ambiguïté selon si le soufflage puis l'extinction interviennent à partir d'un état attaché de la flamme (*blow-off*) ou bien à partir d'un état suspendu de la flamme (*blow-out*).

d'un jet en écoulement coaxial. Il est alors indispensable de connaître dans quelles conditions aérodynamiques s'effectuent les transitions entre ces régimes, afin de pouvoir apprécier l'importance que peuvent prendre d'autres conditions, thermiques ou chimiques.

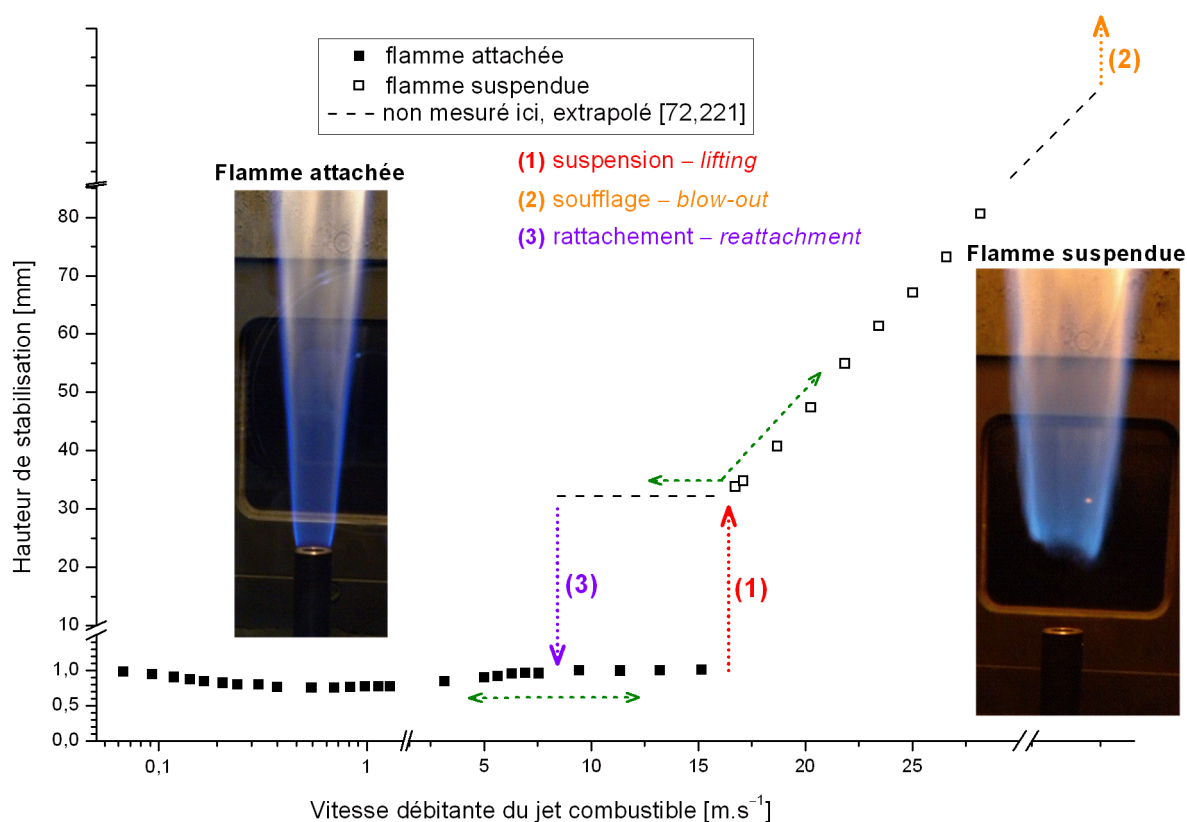


Fig. III.1 : Évolution de la hauteur de stabilisation d'une flamme-jet en fonction de la vitesse d'injection (brûleur en inox 310 ; $U_{ox} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$).

Les vitesses critiques ont été données sur la fig. III.1 à température ambiante et pour une vitesse d'écoulement coaxial de $0,2 \text{ m.s}^{-1}$. Afin de compléter l'approche aérodynamique de cette caractérisation, l'influence de la vitesse d'écoulement coaxial a été examinée pour connaître la sensibilité de la flamme à ce paramètre. Les domaines de stabilité correspondant aux deux régimes de combustion de flamme attachée et suspendue sont alors tracés en fonction des vitesses débitantes des deux écoulements réactants sur la fig. III.2.

Classiquement, cette courbe fait de nouveau apparaître la zone d'hystérésis au niveau du recouplement des deux domaines usuels de stabilisation. La suspension d'une flamme initialement attachée est obtenue par augmentation de la vitesse d'injection, tandis que le rattachement d'une flamme initialement suspendue est réalisé par diminution de la vitesse d'injection bien en-deçà de la vitesse de suspension. Il est notable que le rattachement de la flamme intervient pour des valeurs du nombre de Reynolds du jet ($Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$) comprises entre 2000 et 3000, ce qui est cohérent avec les observations classiques du rattachement d'une flamme turbulente suspendue vers une flamme laminaire attachée [72,192]. Il est alors possible de s'interroger sur le rôle, dans le processus de rattachement, de la transition turbulent-laminaire qui s'opère par décroissance de la vitesse du jet. Cette question apparaît quelque peu éloignée de la problématique principale de cette thèse, mais elle a malgré tout fait l'objet d'une phase exploratoire, s'appuyant sur des visualisations par ombroscopie (cf. Annexe C-5). Si le développement des travaux menés semble insuffisamment abouti pour mériter une présentation dans ces lignes, la discussion est néanmoins poursuivie en Annexe D, sur la base des observations réalisées.

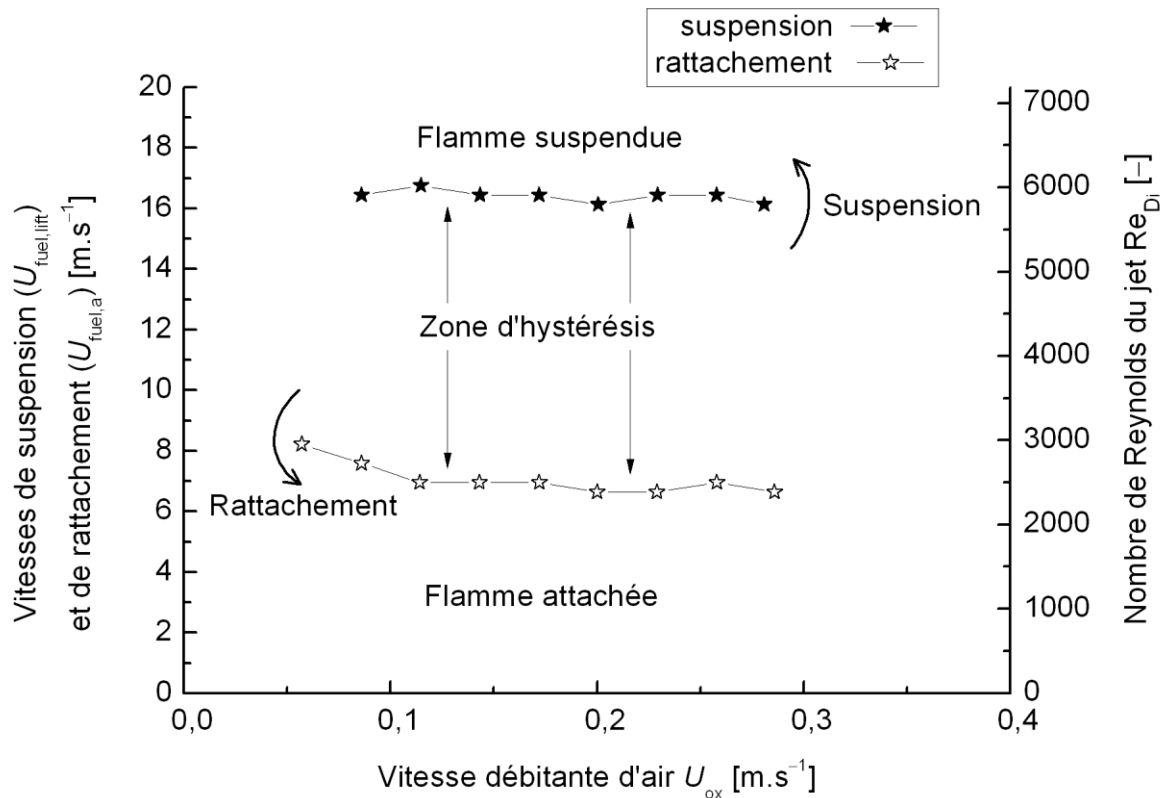


Fig. III.2 : Vitesses de suspension et de rattachement et nombres de Reynolds ($Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$) associés montrant la zone d'hystérésis obtenue à température ambiante (brûleur ss-310 HT).

Les résultats de la fig. III.2 montrent que la vitesse d'air n'a pas d'effet sur les vitesses critiques dans la gamme considérée ici, puisque la vitesse de suspension $U_{fuel, lift}$ garde une valeur quasi constante proche de 16,4 m.s⁻¹ et la vitesse de rattachement $U_{fuel, a}$ se maintient à environ 7,1 m.s⁻¹. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus dans la même gamme de vitesses d'écoulement coaxial par Min et al. [154,155] sur un dispositif expérimental identique.

Une telle cartographie dépend bien entendu d'autres paramètres tels que l'épaisseur de la lèvre [130,167,207] ou encore l'étendue de la gamme de vitesse de l'écoulement coaxial [130,155,167,207,242]. La fig. III.2, obtenue dans notre configuration d'étude, constituera néanmoins la « référence » dans le cadre de ces travaux.

Cette référence, obtenue par une approche aérodynamique, est en effet nécessaire pour l'analyse détaillée de l'influence d'autres paramètres physiques sur la rupture des équilibres de stabilisation. L'objectif spécifique de cette étude est alors de favoriser la déstabilisation de la flamme par une modification des couplages aérothermochimiques afin de déterminer leur importance relative dans les mécanismes de stabilisation. Davantage qu'une analyse locale, c'est à présent la **réponse globale de la flamme** qui est examinée à travers les **transitions entre les différents régimes de combustion**. En effet, l'étude du soufflage (*blow-out*) ou du rattachement (*reattachment*) est à même d'apporter des informations quant aux mécanismes de stabilisation d'une flamme suspendue, puisqu'il s'agit de l'état initial de ces transitions. Réciproquement, l'étude du décrochage (suspension – *lifting* – ou soufflage – *blow-off*) est importante pour la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes attachées.

Dans la continuité de la démarche entreprise durant cette thèse, la spécificité de nos travaux réside ici en l'utilisation d'approches thermiques et chimiques, de manière complémentaire à l'approche aérodynamique classique qui vient d'être présentée. En effet, à travers l'étude de la distance séparant le bout de flamme de la lèvre du brûleur, le chapitre précédent a pu mettre en exergue l'importance des propriétés réactives des écoulements gazeux réactants sur la stabilisation du bout de flamme. La composition de l'oxydant, ou encore la température initiale des réactants, sont notamment apparus comme étant des paramètres particulièrement importants. Ainsi, le préchauffage des réactants par exemple, conduit à une stabilisation du bout de flamme plus proche de la lèvre du brûleur.

Si l'importance des phénomènes thermiques a de ce fait été établie en régime stationnaire de flamme attachée, la question peut encore se poser quant à son rôle dans les processus de transition entre les régimes de combustion, comparativement à celui avéré de l'aérodynamique (figs. III.1 et III.2). Parallèlement, la même question peut également être posée concernant le rôle des phénomènes de nature chimique.

L'analyse de l'influence de la température initiale des réactants, dans un premier temps, semble donc un outil pertinent pour traiter cette problématique, et cette démarche doit permettre d'apporter des réponses aux questions spécifiques suivantes :

- La zone d'hystérésis est-elle modifiée avec préchauffage ? Comment ?
- En quoi le préchauffage des réactants modifie-t-il l'importance relative des couplages aérothermochimiques dans la stabilisation d'une flamme-jet attachée ou suspendue ?
- Les températures des deux écoulements réactants ont-elles le même impact sur la stabilisation d'une flamme-jet ?

Deux paramètres principaux sont considérés dans un premier temps pour l'approche thermique de l'analyse des couplages : la vitesse du jet combustible et la température initiale des écoulements réactants (par préchauffage). L'obtention de températures élevées nécessitant ici l'utilisation de vitesses d'écoulement coaxial plus importantes (cf. Annexe B-2), l'effet de la vitesse de l'écoulement coaxial a également été testé dans une gamme modérée correspondant à la plage de variation nécessaire à la réalisation des niveaux de préchauffage souhaités. Enfin, la composition de l'oxydant sera un troisième paramètre pris en compte dans la dernière partie de ce chapitre, afin de compléter les analyses par une approche également chimique.

Ce chapitre poursuit donc l'analyse de l'influence de chacun des paramètres, aérodynamiques, thermiques et chimiques, non plus exclusivement sur l'établissement d'un état d'équilibre, mais essentiellement sur la rupture de ces équilibres que sont les transitions entre les régimes de combustion, afin d'en comprendre les mécanismes physiques. L'articulation des différentes sections est alors la suivante :

(III.1) La première section de ce chapitre concerne l'effet du **préchauffage** sur les **transitions entre** les domaines de **flamme attachée et suspendue**, les grandeurs examinées étant les vitesses critiques de suspension et de rattachement.

(III.2) Il est ensuite procédé à une analyse plus détaillée du **processus même de transition** vers une flamme suspendue et de son évolution avec l'**augmentation de la température** initiale des réactants, en lien avec des phénomènes d'**extinction locale** qui se produisent en fonction des conditions aérodynamiques et thermiques.

(III.3) Un phénomène particulier de **flamme coupée** existe dans certaines conditions expérimentales, dont il sera discuté dans cette troisième section.

(III.4) La stabilisation des flammes suspendues, contrairement à celle des flammes attachées, n'a pas été discutée dans le chapitre précédent. Dans cette quatrième partie, l'effet du préchauffage des réactants sur la **stabilisation d'une flamme suspendue**, état stationnaire initial ou final des transitions considérées, est alors examiné.

(III.5) Enfin, la dernière partie de ce chapitre s'intéresse à la **suspension** d'une flamme sous l'effet du **préchauffage**, cette fois-ci combiné à une variation de la composition de l'oxydant par **ajout d'un diluant** à l'air.

III.1 Modification du phénomène d'hystérésis sous l'effet d'un préchauffage des réactants

La zone d'hystérésis marquant les vitesses critiques de transition entre les différents régimes de combustion ayant été caractérisée à température ambiante (fig. III.2), nous allons maintenant analyser comment les conditions aérodynamiques déterminant les limites de stabilité sont affectées par les conditions thermiques des écoulements réactants. C'est pourquoi les transitions entre les régimes de combustion ont été déterminées pour différents niveaux de température initiale. La fig. III.3 présente ainsi les valeurs des vitesses de suspension et de rattachement obtenues pour des vitesses d'oxydant croissantes et huit niveaux de préchauffage compris entre 295 K et 1000 K.

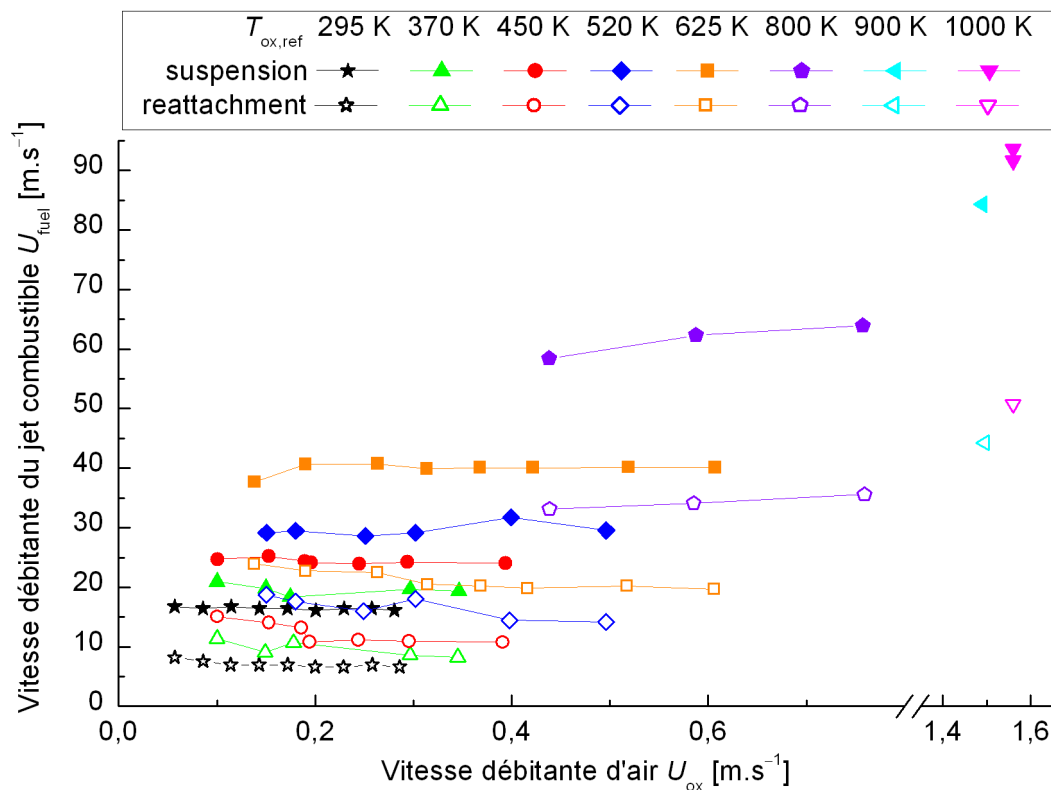


Fig. III.3 : Vitesses de suspension et de rattachement pour plusieurs conditions de préchauffage (brûleur ss-310 HT).

La fig. III.3 souligne le fait que l’augmentation du préchauffage accroît tant la vitesse de suspension que celle de rattachement : la zone d’hystérésis est translatée avec préchauffage vers des valeurs plus importantes de vitesse d’injection. Néanmoins, l’augmentation de la vitesse de suspension est plus importante que celle de la vitesse de rattachement, ce qui conduit à une extension de la zone d’hystérésis avec l’augmentation du préchauffage, dont les raisons seront discutées ultérieurement.

La fig. III.3 montre ainsi que les conditions thermiques ont un impact significatif sur la stabilisation des flammes tant attachées que suspendues, puisque les vitesses critiques sont considérablement modifiées. Incontestablement, les phénomènes aérodynamiques jouent un rôle essentiel dans les transitions entre les régimes de combustion (figs. III.1 et III.2). Une question qui se pose alors est de savoir si ce rôle est conservé en présence de préchauffage. Pour y répondre, les résultats de la fig. III.3 sont réexprimés et représentés sur la fig. III.4 sous la forme des nombres de Reynolds du jet ($Re_{Di} = U_{fuel} D_i / \nu_{fuel}(T_{fuel})$) associés à ces transitions. Les résultats attestent que la réponse est positive, puisque le nombre Reynolds du jet, caractérisant le régime d’écoulement lors des transitions, est ici maintenu entre 5000 et 6000 à la suspension, et entre 2300 et 3300 au rattachement.

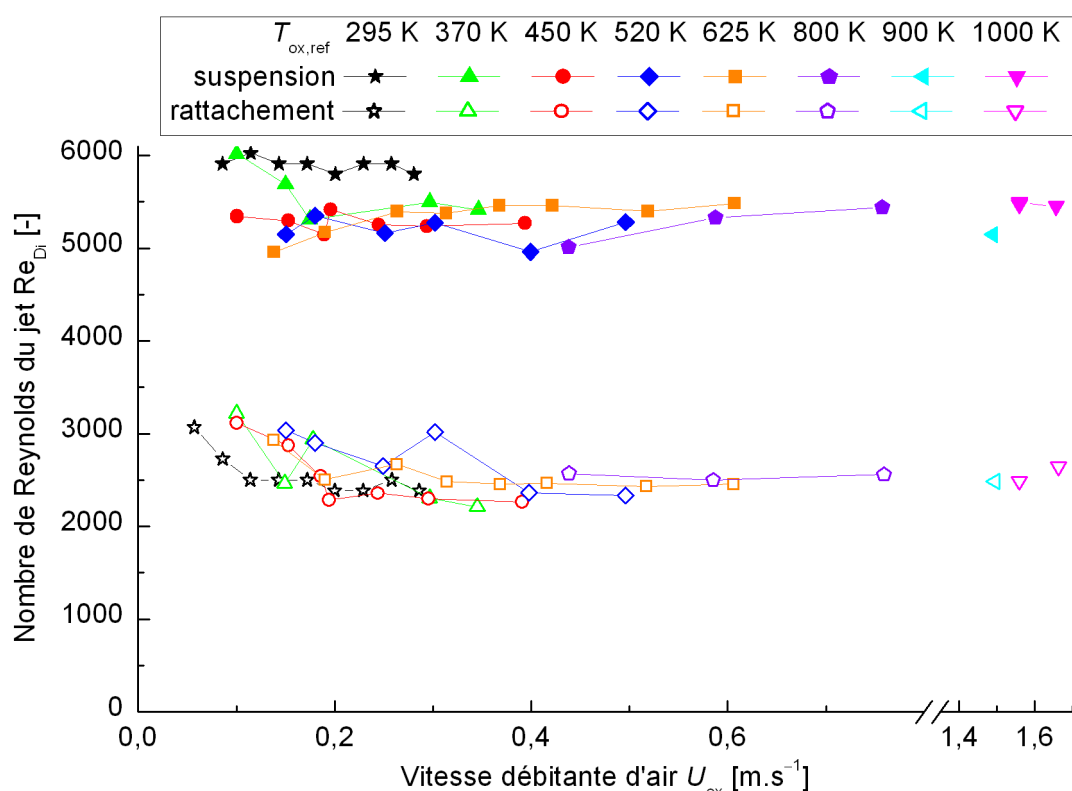


Fig. III.4 : Nombre de Reynolds du jet associés aux transitions de la fig. III.3.

La fig. III.3 comme la fig. III.4 confirment par ailleurs que l’influence de la vitesse d’écoulement coaxial n’est pas significative dans les gammes considérées pour chaque niveau de préchauffage. Il semble donc possible de s’affranchir de ce paramètre, c’est pourquoi il est proposé dans notre approche thermique d’analyser explicitement l’influence de la température initiale des réactants sur les limites de stabilité.

Via les couplages aérothermochimiques, l’augmentation de la température initiale des réactants induit des modifications notables des propriétés tant réactives que thermophysiques des écoulements gazeux réactants. Puisque la suspension se produit à la limite de la région III définie précédemment pour une flamme attachée, et qu’un prémélange partiel se forme en amont de la flamme suspendue, le bout de flamme peut ici être considéré comme propagatif. Il est donc important d’examiner la dépendance en température de la vitesse de propagation de la flamme. Les nombres de

Reynolds du jet calculés à la suspension ou au rattachement (fig. III.4) indiquent un régime d'écoulement du jet turbulent ou de transition. Le caractère turbulent ou non au point de stabilisation du bout de flamme dépend lui des conditions locales (de vitesse, viscosité...), en particulier liées à l'expansion des gaz et à l'accroissement de la viscosité sous l'effet du dégagement de chaleur par la zone de réaction. Ainsi, la vitesse de propagation locale peut, selon les cas, s'apparenter à la vitesse de propagation laminaire ou turbulente. Toutefois, la vitesse de flamme laminaire prémélangée S_L reste une valeur de référence pour la détermination de la vitesse de flamme prémélangée turbulente [21,131], notamment pour le régime des flammèches. C'est pourquoi il a été choisi ici d'examiner la dépendance en température de la vitesse flamme laminaire prémélangée, dont l'évolution est jugée représentative des différents cas pratiques pouvant exister.

Il y a une autre grandeur d'intérêt à laquelle nous n'avons pas eu accès au cours de cette étude, qui est la composition locale, en termes de richesse, au niveau du point de stabilisation du bout de flamme attachée ou suspendue. La vitesse de propagation maximale d'une flamme de prémélange méthane/air se produit pour des mélanges très proches de la stœchiométrie [225] ; de plus, la vitesse de flamme laminaire prémélangée, S_L , est usuellement corrélée à la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie, $S_{L,st}$ [22,55,91,169,201]. La vitesse de flamme laminaire prémélangée est donc déterminée pour ces conditions stœchiométriques, et son évolution avec la température sera considérée représentative des phénomènes physiques mis en jeu.

De nombreux travaux ont cherché à montrer quel était le rôle d'une augmentation de la température des réactants sur la propagation d'un front de flamme laminaire. Plusieurs auteurs [22,55,76,84,119,132,157,169,185,201] montrent que $S_{L,st}$ suit une loi en puissance avec la température, de la forme :

$$S_{L,st} = S_{L,st,0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_S} \quad (\text{III.1})$$

où $S_{L,st,0}$ est la valeur de la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie à la température ambiante T_0 . Les valeurs de l'exposant de puissance α_S reportées dans la littérature pour un mélange à la stœchiométrie et à la pression atmosphérique varient très fortement entre 1,4 et 2,6 (cf. fig. III.5) ; même les valeurs proposées dans la littérature de la dernière décennie restent relativement dispersées. Se pose alors la question de savoir quelle est la valeur la plus judicieuse pour cet exposant de puissance en température. La valeur $\alpha_S = 1,575$ proposée par Mishra [157] a été retenue ici. Plusieurs raisons ont motivé ce choix : d'une part, cette valeur est cohérente avec d'autres valeurs plus récentes ([91] ou [119], 2010), mais aussi car l'analyse de l'étude de Mishra a été conduite spécifiquement pour comprendre l'influence de la température initiale sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme dans un mélange méthane/air à la stœchiométrie [157]. L'intérêt de ce caractère spécifique de l'étude de Mishra est ainsi de s'affranchir d'éventuels biais pouvant être introduits par d'autres paramètres (richesse, pression, dilution, etc.) lors de la détermination de l'exposant de puissance en température dans d'autres études aux objectifs plus larges. Une étude de sensibilité élémentaire sera néanmoins conduite ultérieurement pour connaître l'importance du choix de cette valeur particulière d' α_S .

Certains niveaux de préchauffage employés dans cette étude conduisent à un dépassement des limites de validité des modèles proposés dans la littérature pour déterminer $S_{L,st}$ selon l'éq. (III.1) ; la valeur de $S_{L,st}$ a alors été extrapolée dans ces conditions de fort préchauffage.

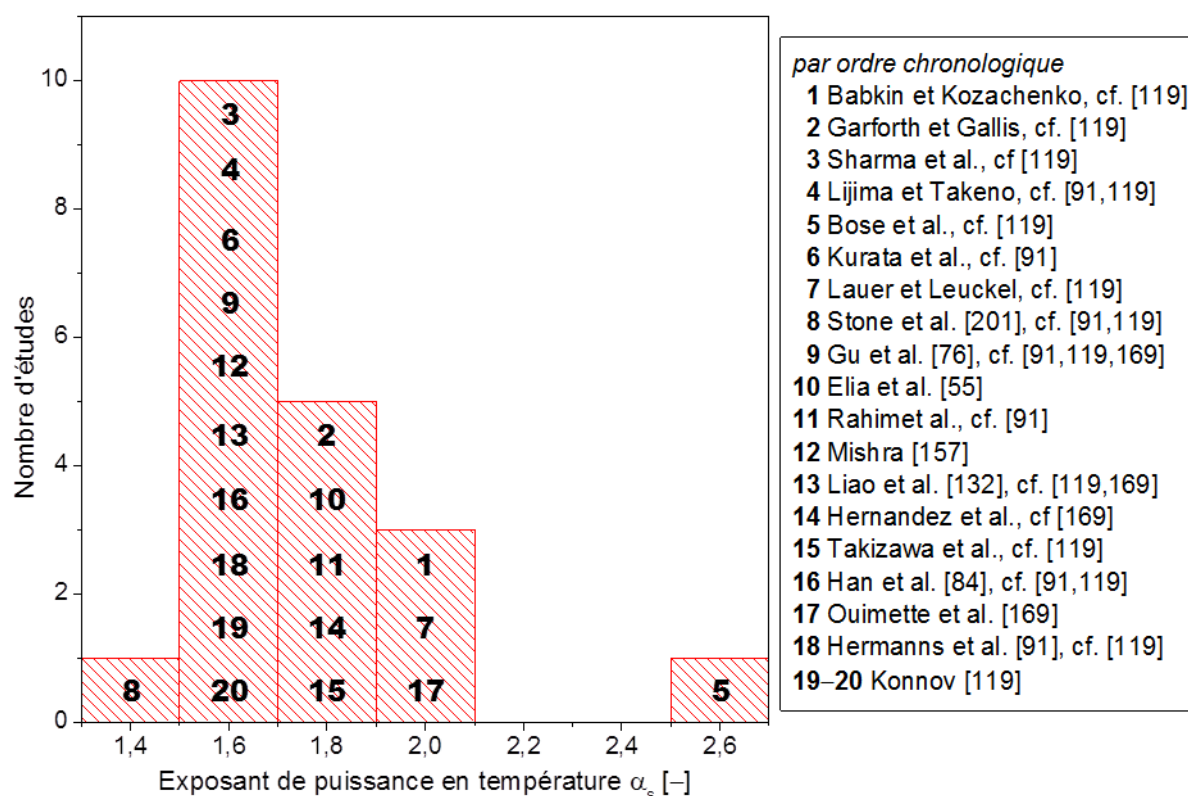


Fig. III.5 : Valeurs déterminées pour le coefficient de puissance en température (pour un mélange méthane/air à la stœchiométrie à la pression atmosphérique). Compilé à partir des refs. [55, 91,119,157,169].

L'éq. (III.1) est donnée pour la variation en température initiale d'un mélange. La configuration étudiée ici est non-prémélangée. De fait, les températures initiales des deux écoulements réactants diffèrent, ce qui n'était pas le cas pour d'autres études antérieures (p.ex. [39,114]), qui présentaient des températures initiales identiques pour les deux écoulements de réactants. Si le niveau de préchauffage $T_{ox,ref}$ a pu être considéré jusqu'à présent comme représentatif d'une température initiale de référence (Annexe B-2), il peut sembler plus judicieux de mieux prendre en compte la température mesurée des écoulements réactants. Mais quelle température retenir pour l'analyse ? Celle de l'écoulement coaxial oxydant T_{ox} ? Celle du jet combustible T_{fuel} ? Une température « moyenne de mélange » $T_m = (T_{ox} + T_{fuel})/2$?

La stabilisation du bout de flamme propagatif est alors analysée par analogie avec la dépendance en température de la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie $S_{L,st}$. Ainsi, une régression de type loi en puissance en fonction de l'une ou l'autre des températures étudiées a été conduite sur les valeurs des vitesses critiques mesurées avec préchauffage $U_{fuel,lim} = f(T)$, de la forme $U_{fuel,lim} = U_{fuel,lim,0} \times (T/T_0)^{as}$, où T est tour à tour prise égale à T_{ox} , T_{fuel} ou T_m et $U_{fuel,lim}$ représente la limite de stabilité considérée, suspension ($U_{fuel,limf}$) ou rattachement ($U_{fuel,la}$). Le coefficient de détermination R^2 a été choisi comme outil d'analyse représentatif des résultats de cette régression, reportés dans le tab. III.1.

Tab. III.1 : Coefficient de détermination R^2 obtenu pour les vitesses de rattachement et de suspension par régression¹ de type loi en puissance $U_{\text{fuel,lim}} = U_{\text{fuel,lim},0} \times (T/T_0)^{\alpha_s}$ ($\alpha_s = 1,575$).

Température T prise comme référence		Transition considérée	
		Suspension	Rattachement
		$U_{\text{fuel,lim}} = U_{\text{fuel,lift}}$	$U_{\text{fuel,lim}} = U_{\text{fuel,a}}$
	$T = T_{\text{ox}}$ (écoulement coaxial)	0,7853	0,9687
	$T = T_{\text{fuel}}$ (jet combustible)	0,9723	0,8958
	$T = T_m = (T_{\text{ox}} + T_{\text{fuel}})/2$	0,9638	0,9530

En ce qui concerne la suspension d'une flamme attachée, le coefficient de détermination R^2 apparaît largement meilleur lorsque la température initiale du jet combustible T_{fuel} est prise comme référence. C'est le contraire pour le rattachement d'une flamme suspendue, pour lequel la régression de type loi en puissance est meilleure quand la vitesse de rattachement est considérée en fonction de la température de l'écoulement coaxial oxydant T_{ox} . Cette différence n'avait pas été observée dans les études antérieures similaires [39,114], qui présentaient des températures initiales identiques pour les deux écoulements de réactants. Dans cette étude en revanche, l'écart de température existant entre le jet combustible et l'écoulement coaxial oxydant permet une discrimination de leurs effets thermiques relatifs.

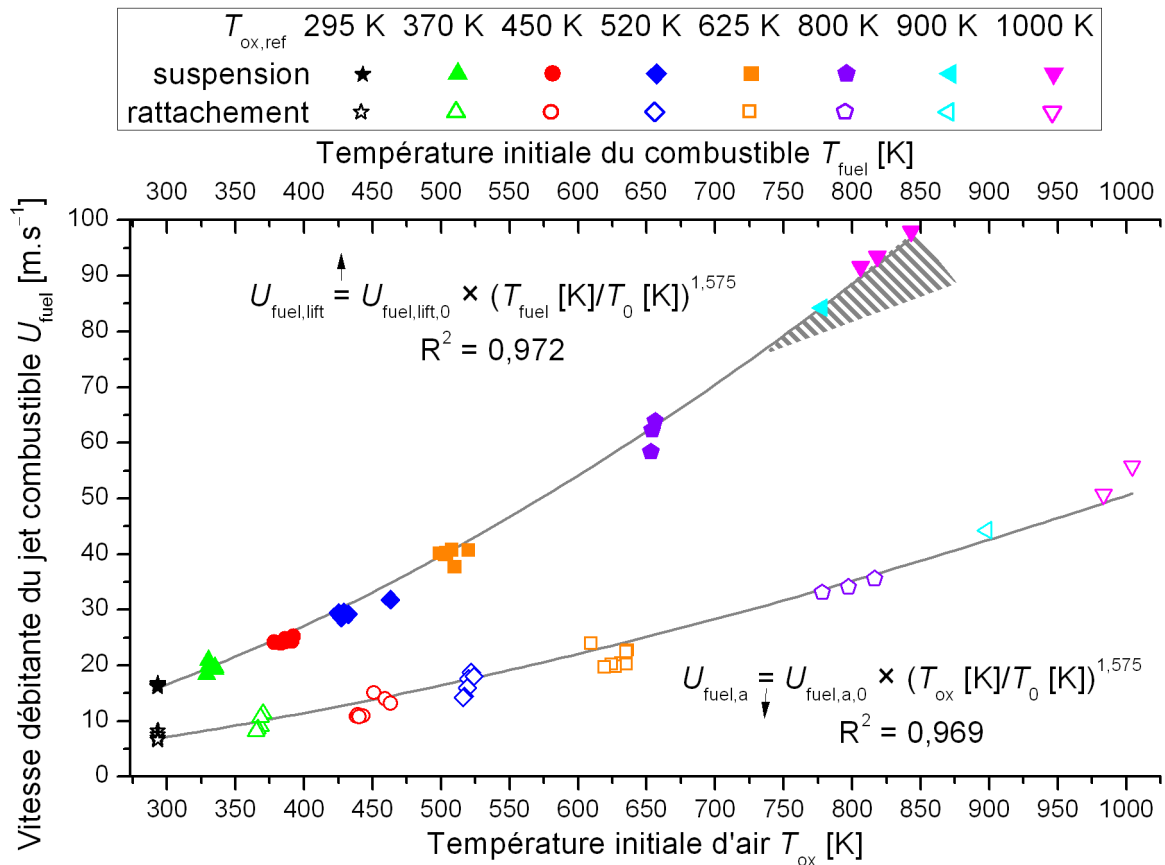


Fig. III.6 : Vitesses critiques en fonction du préchauffage. Suspension tracée en fonction de la température initiale du combustible¹ ; rattachement en fonction de la température initiale d'air.

¹ Les valeurs retenues pour les vitesses critiques à température ambiante sont les moyennes des mesures réalisées sans préchauffage, soient $U_{\text{fuel,lift},0} = 16,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_{\text{fuel,a},0} = 7,1 \text{ m.s}^{-1}$.

^u La zone hachurée correspond aux conditions d'observation d'une flamme coupée, dont il sera question ultérieurement (III.3).

L'influence du préchauffage sur la stabilisation est alors représentée sur la fig. III.6, qui trace directement les vitesses critiques en fonction de la température initiale des réactants, la suspension en fonction de la température du jet combustible et le rattachement en fonction de celle de l'écoulement coaxial oxydant.

Indiscutablement, l'effet de l'augmentation de la température initiale est nettement visible sur les vitesses critiques. Les phénomènes constatés à l'aide de la fig. III.3 sont confirmés par la fig. III.6 : accroissement des vitesses critiques, extension de la zone d'hystérésis et extension du domaine de stabilité des flammes en régime attaché.

Toutefois, les limites de stabilité déterminées s'écartent parfois du modèle propagatif utilisé par analogie avec la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie, notamment pour des niveaux de préchauffage élevés. Plusieurs questions se posent quant aux raisons de ce comportement. S'agit-il d'une modification des mécanismes cinétiques à très fort préchauffage ? Le modèle utilisé est-il entièrement justifié ? Qu'en est-il de la justesse de la valeur de l'exposant de puissance en température ? Ce comportement peut-il être dû à la composition locale dans la zone de stabilisation du bout de flamme, sachant que l'exposant de puissance en température dépend de la richesse [119] ?

Afin de tester la validité de l'analyse qui vient d'être conduite, il est procédé à une analyse de sensibilité. La régression en puissance est alors réalisée selon plusieurs valeurs de l'exposant de puissance en température α_s entre celle proposée par Mishra (1,575 [157]) et la moyenne des valeurs de la littérature (1,76 ou 1,72, respectivement avec ou sans prise en compte des études antérieures à 2000). Les résultats sont reportés dans la fig. III.7, qui présente les coefficients de détermination obtenus en fonction de la valeur de l'exposant de puissance en température.

En ce qui concerne la suspension d'une flamme attachée, l'analyse précédente est confortée par la fig. III.7. Quelle que soit la valeur de l'exposant de puissance dans cette gamme, c'est toujours la température du jet combustible qui apparaît la plus à même de représenter l'évolution de la vitesse de suspension. La stabilisation de la flamme attachée semble donc davantage conditionnée par la température initiale du jet combustible.

L'analyse peut être nuancée pour l'étude du rattachement d'une flamme suspendue. En effet, la tendance observée avec la valeur de Mishra (impact thermique de l'écoulement coaxial prépondérant sur celui du jet combustible) s'atténue quand l'exposant de puissance en température α_s augmente pour éventuellement s'inverser. Autour de la valeur $\alpha_s = 1,65$ issue des études les plus récentes [91,119], l'impact thermique du jet combustible et de l'écoulement coaxial oxydant sont équivalents. Pour une telle valeur de α_s , la meilleure régression est d'ailleurs obtenue lorsque la « température moyenne de mélange » T_m est prise comme température de référence, référence qui reste valable sur toute la gamme d' α_s testée ici. Cette analyse de la fig. III.7 est en cohérence avec ce qui peut être attendu physiquement. Un prémélange partiel se forme en amont de la flamme suspendue, conduisant à un mélange inhomogène qui présente un gradient de concentration mais dans lequel le bout de flamme peut se stabiliser dans des conditions proches de la stœchiométrie. Au cours de ce mélange s'effectue un transfert de masse, mais également un transfert de chaleur entre les deux écoulements gazeux réactants aux températures initiales distinctes. Il en résulte une température locale intermédiaire qui peut donc être approchée par la « température moyenne de mélange » définie ici. Ainsi, le bout propagatif de la flamme suspendue se stabilise dans une zone où les conditions locales de richesse et de température se situent autour de la stœchiométrie et de la température de mélange, température qui conditionne donc le rattachement d'une flamme en régime suspendu.

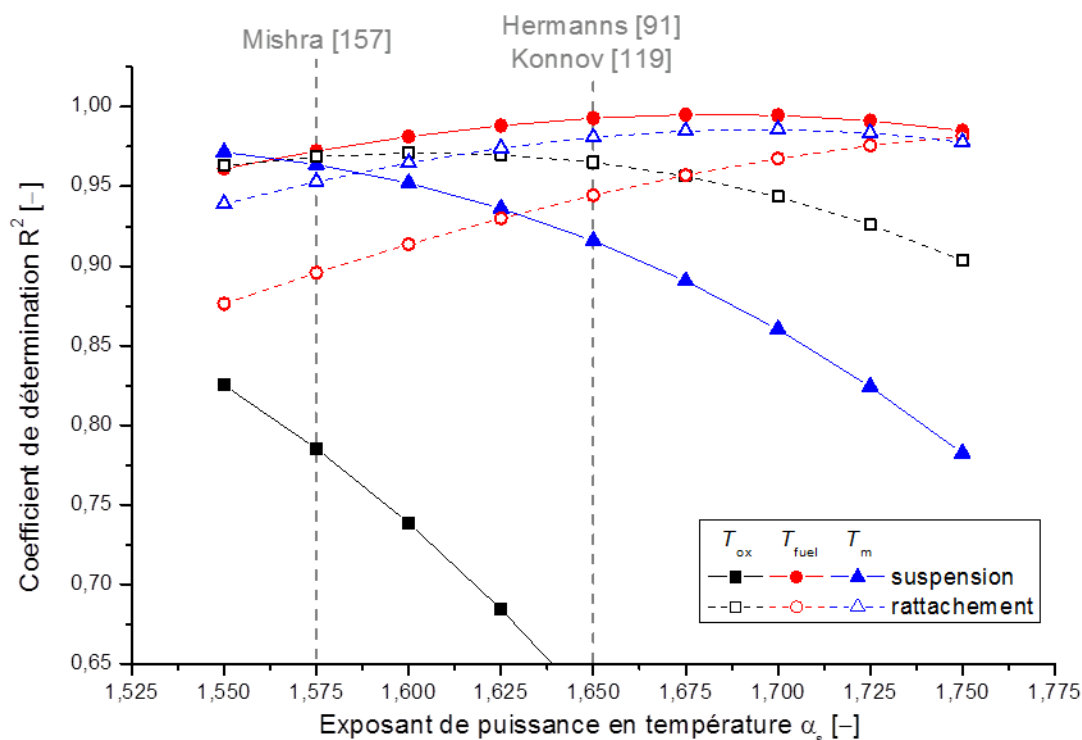


Fig. III.7 : Coefficient de détermination R^2 obtenu pour les vitesses critiques par régression de type loi en puissance $U_{fuel,lim} = U_{fuel,lim,0} \times (T/T_0)^{\alpha_s}$ en fonction de la valeur de l'exposant de puissance α_s .

La démarche qui vient d'être menée pour déterminer l'impact thermique des deux écoulements réactants sur les transitions entre les régimes de combustion s'appuie sur le caractère propagatif du bout de flamme, via une analogie avec la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie et son évolution avec l'augmentation de la température initiale. Afin de poursuivre cette analyse de manière plus explicite, les vitesses critiques de transition sont adimensionnées par la vitesse de flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie. En cohérence avec la discussion précédente, la température du jet combustible a été prise comme référence pour la suspension de la flamme attachée, tandis que celle « de mélange » a été retenue pour le rattachement de la flamme suspendue. Pour ce qui est de l'exposant de puissance en température, deux valeurs ont été testées : $\alpha_s = 1,575$ [157] et $\alpha_s = 1,65$ [91,119]. Si la valeur $\alpha_s = 1,65$ améliore très légèrement l'allure des résultats, l'interprétation qui peut en être faite ne change pas fondamentalement. Aussi, par souci de cohérence, la valeur $\alpha_s = 1,575$ a été conservée pour calculer $S_{L,st}$. Les vitesses critiques ainsi adimensionnées sont alors présentées sur la fig. III.8.

En premier lieu, la fig. III.8 montre que les rapports de vitesses conservent des valeurs quasi constantes quelle que soit la température initiale des réactants, tant pour la suspension ($U_{fuel,lim}/S_{L,st} \approx 44$) que pour le rattachement ($U_{fuel,a}/S_{L,st} \approx 19$). Cette relation forte entre les limites de stabilité d'une flamme-jet et la vitesse de flamme prémélangée à la stœchiométrie souligne donc l'aspect propagatif de la stabilisation du bout de flamme, en cohérence avec l'analyse précédente de la fig. III.6. Cet aspect propagatif du bout de flamme a déjà été discuté par ailleurs en régime suspendu (cf. III.2, [107,141]) ; il est ici également mis en avant en régime de flamme attachée. L'augmentation du préchauffage favorise les mécanismes cinétiques chimiques, et donc les futures réactions de combustion du mélange qui se forme en amont du bout de flamme. Ces couplages aérothermochimiques permettent alors à la flamme de se maintenir en régime attaché malgré des vitesses d'injection plus élevées. Ce résultat est complémentaire avec celui réaffirmé par la fig. III.4 du rôle de l'aérodynamique dans les mécanismes de stabilisation.

La vitesse de l'écoulement coaxial est par ailleurs précisée sur la fig. III.8, mais l'absence de tendance pouvant en être dégagée confirme une fois de plus qu'elle n'a pas d'effet significatif dans la gamme considérée ici pour chaque niveau de préchauffage.

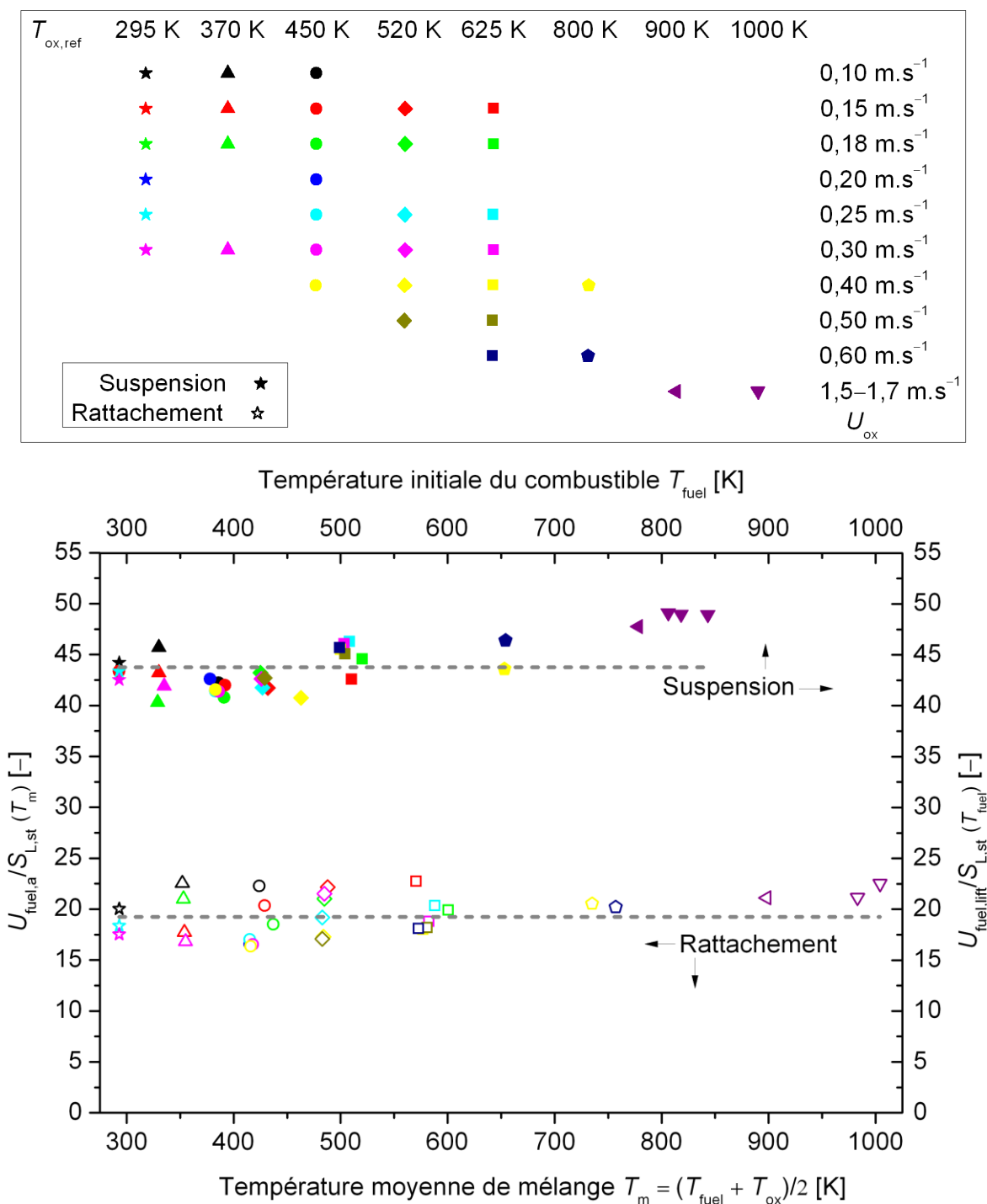


Fig. III.8 : Vitesses critiques adimensionnées par $S_{L,st}$ (avec la température « de mélange » prise comme référence pour le rattachement et celle du combustible pour la suspension).

La valeur constante des rapports des vitesses (vitesses critiques sur $S_{L,st}$) constatée sur la fig. III.8 a également été observée dans les travaux de Kim et al. [114], mais pas dans ceux de Choi et Chung [39] dans lesquels ces rapports de vitesses augmentent linéairement avec le niveau de

préchauffage. En réalité, l'ensemble des paramètres et conditions expérimentales (tels que la géométrie du brûleur par exemple) doit être considéré pour avoir une approche vraiment complète de l'analyse des mécanismes de stabilisation. L'approche employée dans la présente étude se concentre sur les aspects thermiques, et la principale conclusion est permise grâce à l'écart de température existant ici entre le jet combustible et l'écoulement coaxial oxydant, écart inexistant dans les études antérieures [39,114] pour lesquelles la température initiale était identique pour les deux écoulements de réactants.

Le jet combustible et l'écoulement coaxial ont donc un impact thermique distinct selon la transition considérée. Ainsi, le rattachement d'une flamme suspendue est davantage influencé par une « température moyenne », qui résulte du mélange s'opérant entre l'écoulement coaxial et le jet combustible, entre la sortie du brûleur et la base de la flamme. Dû à la proximité du brûleur, ces mécanismes diffèrent dans le cas de la suspension d'une flamme attachée, pour laquelle la température du jet combustible a un impact prépondérant sur les mécanismes de stabilisation. D'après ce qui a été vu dans la section II.2.2.2 en effet, si la température de l'écoulement coaxial varie peu pour un niveau de préchauffage donné, la température du combustible et celle de la lèvre du brûleur évoluent en revanche de manière conjointe suite à une augmentation de la vitesse du jet. C'est pour cette raison que la stabilité de la flamme attachée est en partie conditionnée par la température initiale du jet combustible.

Cette section a donc permis de discriminer les effets thermiques relatifs des deux écoulements gazeux réactants. De surcroît, les interprétations réalisées ont montré que la dépendance en température de la vitesse de flamme prémélangée dans des conditions stœchiométriques était représentative des mécanismes de stabilisation. Ainsi, le caractère propagatif du bout de flamme a pu être confirmé, tant en régime attaché qu'en régime suspendu.

III.2 Phénomènes transitoires : décrochage et extinctions locales

Le rôle spécifique de la température initiale de chacun des deux écoulements gazeux réactants vient d'être mis en avant dans les limites de stabilité, sous l'effet d'une perturbation aérodynamique, entre les deux états stationnaires de flamme attachée et de flamme suspendue. Ces enseignements ont été obtenus grâce à l'analyse de l'évolution, avec le préchauffage des réactants, des vitesses critiques de transition. Ces dernières restent cependant caractérisées relativement à des états (globalement) stationnaires de la flamme, et des éléments de compréhension complémentaires peuvent être attendus de l'**étude des phénomènes transitoires** impliqués.

Il est possible de distinguer deux catégories de phénomènes transitoires, avec d'une part ceux qualifiés ici de *réversibles*, qui correspondent à des instabilités n'affectant pas le caractère globalement stationnaire d'une flamme, et d'autre part des phénomènes transitoires dit *irréversibles*, pour lesquels les deux états initial et final, tous deux globalement stationnaires, diffèrent.

Processus de décrochage

Dans la continuité du chap. II, l'attention est en particulier portée sur le processus même de décrochage d'une flamme attachée au brûleur. Ce processus de décrochage a déjà fait l'objet d'études

antérieures, notamment par Wyzgolik et Baillot [242] et Takahashi et Schmoll [207], en fonction des conditions aérodynamiques définies par plusieurs paramètres : les vitesses du jet et de l'écoulement coaxial d'air et l'épaisseur de la lèvre du brûleur. Ces travaux ont abouti à la distinction de deux principales catégories de processus de décrochage (cf. schéma fig. III.9) : la suspension contrôlée par la base de la flamme (type I) et la suspension contrôlée par extinction locale au point de rupture (type II).

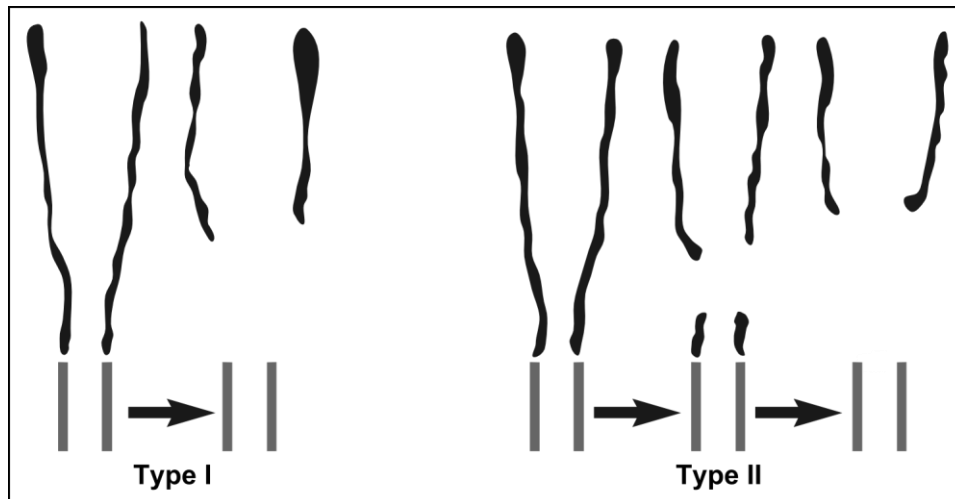


Fig. III.9 : Deux comportements de suspension d'une flamme d'après Takahashi et Schmoll [207].

(I) Dans le processus de type I, la base de la flamme (i.e. le bout de flamme) se suspend brusquement. Il s'agit du processus de suspension classiquement observé sur une très large gamme de vitesse d'écoulement coaxial, pour les brûleurs aux lèvres les plus fines [207]. Le mécanisme de suspension alors proposé par Takahashi et al. [206] est basé sur une rupture de l'équilibre entre (i) la vitesse locale laminaire de flamme qu'il est possible d'obtenir par mélange du combustible et de l'oxydant et (ii) la vitesse locale d'entraînement des gaz opposée à la vitesse de flamme à la position du bout de flamme.

(II) Lors du processus de type II en revanche, l'émission de la flamme commence par s'atténuer (moins d'espèces radicalaires chimiluminescentes signifiant une perte d'intensité de la zone réactionnelle) localement autour du point de rupture. Ainsi que détaillé en introduction, il est entendu par point de rupture une position axiale transitionnelle marquant une transformation de l'apparence de la flamme [43,72,95,131,192,205,218] : en amont du point de rupture, la flamme est considérée comme « laminaire », tandis qu'en aval, la flamme est qualifiée de « turbulente ». Au cours du processus de suspension de type II, la région du point de rupture subit une extinction locale qui s'étend sur toute la circonférence de la flamme et conduit à son décrochage [207] ; une flamme transitoirement coupée est alors observée juste avant la suspension. L'extinction locale au point de rupture à l'origine de ce mécanisme de suspension est attribuée [207,242] à l'interaction de tourbillons issus du jet de combustible avec la zone de réaction.

Modèle de flammelette et extinctions locales

Si, dans le cas du processus de décrochage de type II, l'apparition d'une extinction locale au point de rupture conduit immédiatement à la suspension de la flamme, il existe cependant de nombreux cas pour lesquels des extinctions locales se produisent au sein de la zone de réaction sans pour autant entraîner comme conséquence une transition de régime de stabilisation. De telles

extinctions locales s'inscrivent donc parmi les phénomènes transitoires « réversibles » mentionnés plus haut.

L'existence de ces extinctions locales est liée au caractère turbulent de certaines flammes. Un concept couramment utilisé pour étudier les écoulements réactifs non-prémélangés turbulents est celui des flammelettes de diffusion laminaire, introduit essentiellement par Williams (1975) et largement approfondi par Peters [171–173]. « À la différence d'une surface de flamme infiniment fine, ces flammelettes ont une structure interne bien définie » [173], même si les phénomènes chimiques restent rapides comparés aux phénomènes de transport, permettant ainsi d'analyser les flammelettes comme des couches asymptotiquement fines intégrées dans l'écoulement turbulent. Les flammelettes sont néanmoins déformées par l'écoulement turbulent, et leur taux de réaction est lié au taux d'étirement (*strain rate*), a . « L'étirement au sein d'une flamme est d'une grande importance physique puisqu'il augmente le taux de consommation des réactants, non seulement par un accroissement de l'interface entre combustible et oxydant, mais aussi par un apport convectif additionnel des réactants vers la zone de réaction » [27]. « Si la déformation (étirement) est observée selon ses deux axes principaux, la situation devient alors similaire à celle d'une flamme de diffusion à contre-courant » (fig. III.10, [83]), avec une composante positive d'étirement (S_1) et une composante négative de compression (S_2).

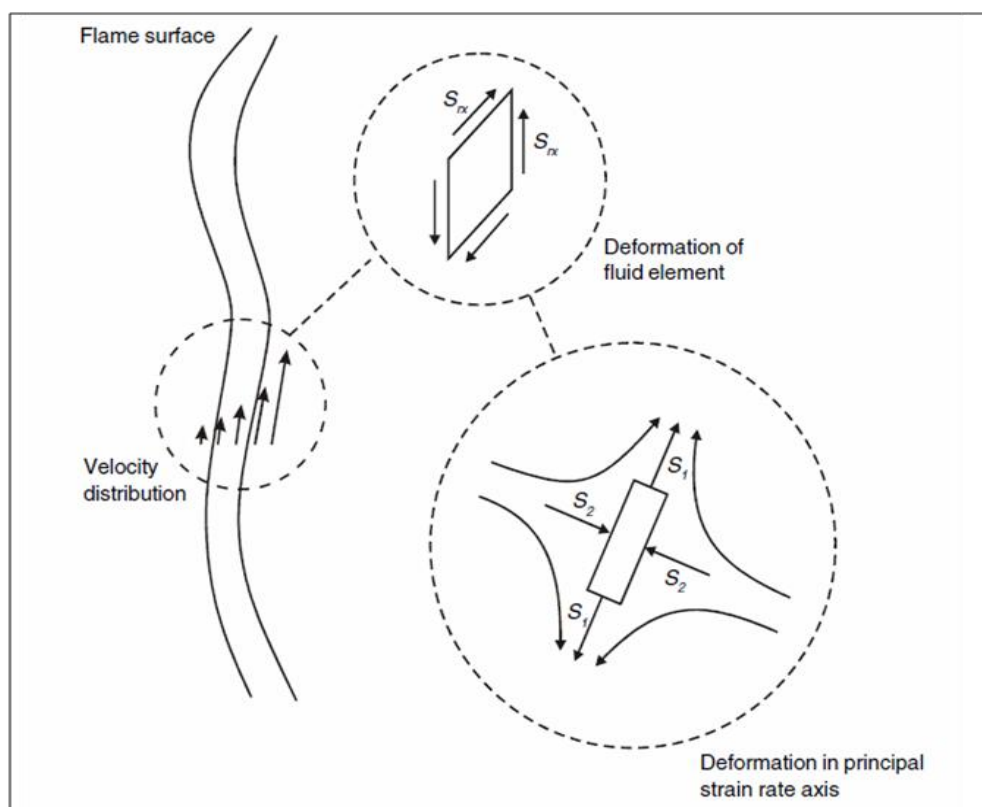


Fig. III.10 : Interaction entre le taux de déformation et la zone de réaction [83].

L'augmentation du taux d'étirement permet donc d'accroître le taux de consommation des réactants par unité de longueur (« meilleure combustion »), notamment grâce à une amélioration du processus de diffusion par transport des réactants vers la zone de réaction. Mais le taux de réaction chimique a un caractère fini. Des taux d'étirement trop élevés conduisent alors à un transport accru, vers la zone de réaction, de matière dont la température est (souvent largement) inférieure à celle dans la zone de réaction, ce qui peut provoquer une extinction, et donc en réalité diminuer le taux de consommation de réactants [27,83]. Un taux d'étirement critique a_c peut alors être défini comme la valeur minimale produisant l'extinction.

Un autre paramètre influent auquel il est classiquement fait référence pour l'étude des extinctions locales en combustion turbulente non-prémélangée est le taux de dissipation scalaire instantané χ , déterminé à partir du gradient de la fraction de mélange Z et usuellement caractérisé par sa valeur χ_{st} à la stœchiométrie ($Z = Z_{st}$) :

$$\chi_{st} = 2\mathcal{D}(\nabla Z)_{st}^2 \quad (\text{III.2})$$

où $\mathcal{D}$ est le coefficient de diffusion massique (considéré unique). Sous l'hypothèse d'un nombre de Lewis (rapport entre la diffusion de la chaleur et la diffusion de masse) égal à l'unité ou s'en écartant peu, comme c'est globalement le cas pour le méthane dans l'air, la diffusion de masse sera équivalente à celle de la chaleur. Ainsi, si le temps caractéristique du mélange (transport de masse) devient comparable à celui de la chimie, il en sera de même pour le temps caractéristique du transport de chaleur. Autrement dit, « si le taux de dissipation scalaire est élevé, la chaleur va être conduite (évacuée) de part et d'autre de la flammelette à un taux qui ne sera pas compensé par la production de chaleur due à la réaction chimique » [171]. Se produit alors une extinction locale de la zone de réaction, extinction à laquelle correspond une valeur critique du taux de dissipation scalaire χ_q . Même si certaines études ont dans certains cas pu montrer une absence de corrélation entre le taux de dissipation scalaire et l'occurrence d'extinctions locales [112,203], ce mécanisme reste communément admis.

Cette interprétation du sens physique du taux de dissipation scalaire peut être représentée sur la fig. III.11, qui montre le profil de température de différentes flammelettes dans l'espace des fractions de mélange. Sous l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide (à l'équilibre) et irréversible, la réaction se produit sur une surface à la position stœchiométrique $Z = Z_{st}$ (fig. III.11a), conduisant à la température (adiabatique) de flamme à la stœchiométrie $T_{st} = T_{ad}$. La ligne de mélange pur (écoulement non réactif) est également représentée sur la fig. III.11, marquant une autre extrémité des cas possibles.

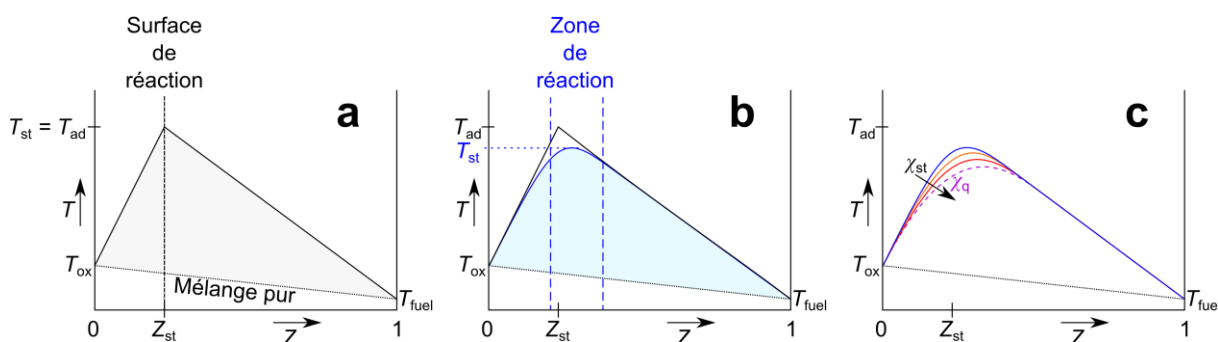


Fig. III.11 : Représentation schématique de la structure (profil de température) d'une flammelette, d'après [171,172,176]. (a) Chimie infiniment rapide ; (b) chimie réelle (finie) ; (c) effet du taux de dissipation scalaire jusqu'à la limite d'extinction.

Dans un cas d'une chimie plus réelle, la zone de réaction prend une épaisseur finie, au sein de laquelle la température maximale est réduite par rapport à T_{ad} (fig. III.11b). À noter que l'hypothèse d'une réaction réversible à chimie rapide donnerait un profil équivalent [176].

Lorsque le taux de dissipation scalaire augmente, la conduction de la chaleur vers les deux côtés de la zone de réaction augmente, ce qui entraîne une diminution du profil de température (fig. III.11c). Cette évolution de la structure de la zone de réaction est possible seulement jusqu'à une valeur critique du taux de dissipation scalaire χ_q , au-delà de laquelle la chaleur générée par la réaction

ne peut plus compenser celle évacuée de part et d'autre de la zone de réaction : il se produit une extinction.

Au final, la structure d'une flammelette en situation de chimie infiniment rapide (qu'elle soit irréversible, fig. III.11a, ou pas) ne dépend pas de l'écoulement, donc pas du taux de dissipation scalaire [176] ; cela devient le cas, en revanche, dès lors que le temps caractéristique de la chimie n'est plus infiniment court.

Le taux de dissipation scalaire a la dimension s^{-1} et peut être interprété comme l'inverse d'un temps caractéristique de diffusion τ_d [172]. Une extinction locale se produit lorsque ce temps caractéristique diminue et devient similaire à un temps caractéristique de la chimie. Afin de comparer ces temps caractéristiques, il est d'usage d'introduire un nombre de Damköhler, Da . Il existe plusieurs définitions possibles d'un tel nombre adimensionnel, plus souvent présenté comme le rapport entre un temps caractéristique d'écoulement, de mélange, convectif ou de diffusion, τ_m , et un temps caractéristique de réaction chimique τ_c :

$$Da = \frac{\tau_m}{\tau_c} \quad (III.3)$$

Le cas de chimie infiniment rapide (fig. III.11a) correspond à un nombre de Damköhler infini, tandis qu'à l'inverse, un nombre de Damköhler égal à un pourra conduire à une extinction locale de la zone de réaction.

En ce qui concerne la définition d'un temps caractéristique chimique, plusieurs solutions sont possibles. L'une d'elles consiste simplement à considérer le temps caractéristique d'une flamme prémélangée à la stœchiométrie [176] :

$$\tau_c = \frac{D}{S_{L,st}^2} \quad (III.4)$$

Cette expression de τ_c permet d'écrire l'expression suivante pour le nombre de Damköhler, parfois interprété comme l'inverse d'un nombre de Karlovitz [61] :

$$Da^{-1} = Ka = \frac{S_L^2/\nu}{a} \approx \frac{S_L^2/\alpha}{a} \quad (III.5)$$

où l'égalité de droite peut être écrite [38,246] pour un nombre de Prandtl constant proche de l'unité^v (diffusion de quantité de mouvement comparable à la diffusion thermique).

Il convient de noter que dans l'éq. (III.5), c'est le taux d'étirement a qui a été choisi pour représenter l'inverse d'un temps caractéristique de l'écoulement τ_m . D'ailleurs, une autre possibilité pour estimer un temps caractéristique de la chimie est de considérer l'inverse du taux d'étirement critique conduisant à l'extinction d'une flamme [71].

$$\tau_c = a_q^{-1} \quad (III.6)$$

Cette expression conduit alors, par définition, à une valeur du nombre de Damköhler critique à l'extinction de 1 dès lors que l'étirement a atteint sa valeur critique a_q : $Da = a_q/a$ et $Da_q = 1$.

Il semble ainsi exister implicitement une relation entre le taux d'étirement critique et le taux de dissipation scalaire critique, et il peut être montré [172,181], pour des fractions de mélange faibles

^v La valeur du nombre de Prandtl $Pr = \nu/\alpha$ évaluée pour un mélange stœchiométrique reste quasi constante autour de 0,69–0,75 pour toutes les flammes méthane/air considérées ici quelle que soit la température initiale. De plus, pour un nombre de Lewis unitaire (les valeurs calculées de Le pour l'ensemble de nos travaux varient dans la gamme 1,04–1,05), l'égalité des coefficients de transport α et $\mathcal{D}$ permet alors d'utiliser l'une ou l'autre des expressions proposées de manière relativement équivalente.

comme c'est le cas à la stœchiométrie pour une flamme méthane/air, que le taux de dissipation scalaire critique est proportionnel au taux d'étirement critique a_q :

$$\chi_q = \frac{a_q}{\pi} \exp\{-2[\operatorname{erfc}^{-1}(2Z_{st})]^2\} \quad (\text{III.7})^w$$

de sorte que l'utilisation de l'inverse de a_q ou bien de l'inverse de χ_q pour caractériser τ_c est équivalente à une constante multiplicative près ($a_q = 40\chi_q$ dans le cas présent). On retrouve une limite d'extinction donnée par un nombre de Damköhler prenant la valeur un dès lors que $\chi_{st} = \chi_q$, avec $Da = a_q/a = \chi_q/\chi_{st}$ [170].

Afin de pouvoir caractériser les phénomènes d'extinction locale, il est alors intéressant de connaître les taux d'étirement à l'extinction dans certains cas de référence, pour des flammes non-prémélangées laminares. Une configuration de référence couramment utilisée pour la détermination des valeurs critiques d'extinction est une flamme de diffusion stabilisée à contre-courant, principalement sur des brûleurs à jets opposés ou bien de type Tusji [224].

Les valeurs du taux d'étirement à l'extinction a_q reportées dans la littérature pour des flammes méthane/air à contre-courant ou des configurations apparentées sont réparties dans la gamme 280–575 s⁻¹ [36,37,144,170,198,224,238,247], valeurs pouvant varier en fonction de nombreux paramètres parmi lesquels la turbulence, le prémélange partiel ou encore la dilution. Dans le cas qui nous intéresse ici, c'est l'influence du préchauffage qu'il semble utile de connaître sur le taux d'étirement critique.

Cependant, il n'existe malheureusement pas dans la littérature d'étude spécifiquement consacrée à l'effet de la température initiale des réactants sur l'évolution de ces valeurs de taux d'étirement à l'extinction. Il faut cependant mentionner à titre d'exception quelques rares études, comme celle de Mastorakos et al. [146] dans laquelle l'air est dilué par des produits de combustion. Cependant, l'effet d'une augmentation de la température initiale est ainsi couplé à celui d'une diminution de la concentration en oxygène. Il reste néanmoins intéressant de noter qu'au-delà d'une température initiale de 1700 K, ces auteurs n'ont plus observé d'extinction de la flamme par élévation du taux d'étirement. Il convient également de citer les travaux de Sohn et al. [198], à partir desquels un facteur dix est identifiable sur la valeur de a_q entre les cas à 300 K et à 1000 K (préchauffage uniquement de l'écoulement oxydant). Cet ordre de grandeur est également cohérent, après extrapolation (sous forme de fonction puissance sur les données à la fois numériques et expérimentales), avec les résultats de Takahashi et al. obtenus dans une configuration de flamme prémélangée à contre-courant jusqu'à 700 K [215].

Il est possible de synthétiser comme suit l'ensemble de l'analyse qui vient d'être présentée basée sur le concept théorique de flammelette laminaire. Avec l'augmentation du taux de dissipation scalaire (ou de manière équivalente avec l'augmentation du taux d'étirement, la diminution du nombre de Damköhler ou l'augmentation du nombre de Karlovitz), le maximum de température atteint au cœur d'une flammelette initialement réactive diminue. Pour une valeur critique du taux de dissipation scalaire χ_q , la température d'extinction T_q est atteinte et l'écoulement subit alors une transition vers l'état non-réactif. Cette transition est représentée au niveau du point Q sur le classique diagramme « en S » de la fig. III.12. Le rallumage ne sera possible que si le taux de dissipation scalaire décroît en deçà d'une autre valeur critique $\chi_i < \chi_q$ (point I).

^w erfc^{-1} est l'inverse (et non la réciproque) de la fonction d'erreur complémentaire.

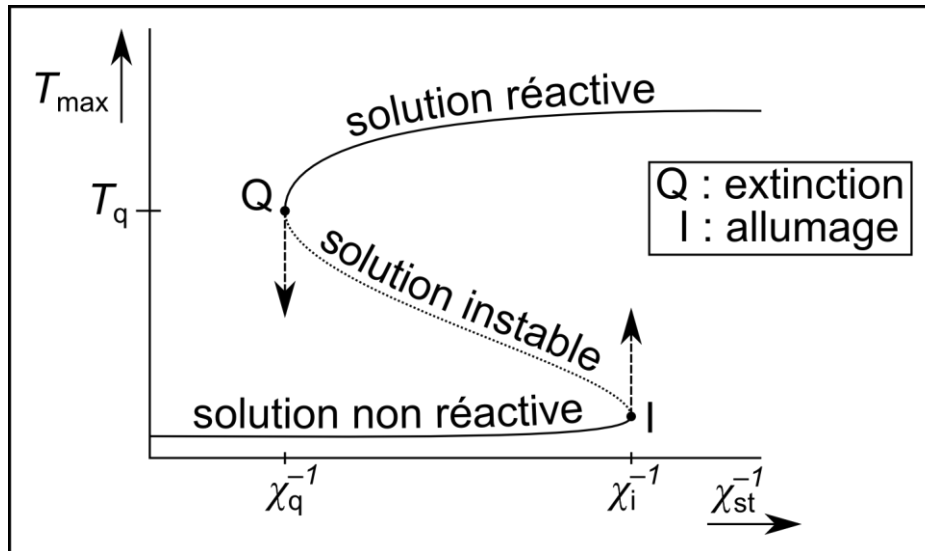


Fig. III.12 : Diagramme d'allumage et d'extinction d'une flamme de diffusion (d'après [171–173]).

Démarche

Les phénomènes transitoires qui viennent d'être présentés sont au cœur des couplages aérothermochimiques. De fait, l'occurrence d'extinctions locales dépend intégralement de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques. Leur étude semble donc tout à fait pertinente dans le cadre des travaux conduits ici. C'est pourquoi il est proposé d'examiner les caractéristiques et le rôle des extinctions locales dans différents cas de (dé)stabilisation, et espérer en déduire ainsi des informations relatives sur les temps caractéristiques des phénomènes chimiques et de mélange.

De manière similaire, le décrochage d'une flamme attachée au brûleur correspond à la rupture d'un équilibre contrôlant sa stabilisation, ce qui signifie que parmi les différents paramètres, l'un devient prépondérant ou bien le rôle relatif d'un autre a été amoindri. L'étude du processus de transition vers une flamme suspendue doit donc permettre une meilleure compréhension de l'importance relative des phénomènes mis en jeu dans différents cas de stabilisation initiale avant décrochage.

Le cas de référence est alors constitué par la suspension telle qu'elle se produit à température ambiante, intervenant de manière brusque quand la vitesse du jet combustible atteint ici $15,2 \text{ m.s}^{-1}$. Le phénomène transitoire de décrochage a été observé de manière résolue dans le temps, grâce à des images de chimiluminescence CH^* (cf. Annexe C-2) de la flamme enregistrées en haute-cadence. Cet enregistrement constitue une séquence chronologique, dont certaines images-clefs ont été extraites pour être présentées dans la fig. III.13.

Cette série montre clairement que le processus est initié à la base de la flamme : une première distorsion (décrochage partiel) apparaît du côté droit de la flamme attachée juste au-dessus de la lèvre du brûleur, identifiable à partir de 80 ms avant la suspension. Ce léger décrochage initialement circonscrit gagne ensuite une plus large portion de la circonférence du brûleur (54 ms avant la suspension). La partie éteinte de la flamme croît alors en taille, le bout de flamme reculant davantage vers l'aval au niveau de la zone décrochée qui s'étale plus encore autour du brûleur. 16 ms avant la suspension, la flamme se maintient à sa hauteur d'attachement sur moins de la moitié de la

circonférence du brûleur^x. La zone réactive persistant proche de la lèvre s'amincit alors très rapidement, jusqu'à ce qu'elle quitte finalement la position qu'elle occupait à proximité de la lèvre du brûleur. C'est cet instant précis (départ définitif du bout de flamme de sa hauteur d'attachement, ou son extinction définitive) qui a été défini dans cette étude comme le « décrochage », également choisi comme origine temporelle^y $t_0 = t_{\text{lift}}$. La base de la flamme recule ensuite vers l'aval de l'écoulement, jusqu'à un point où elle est capable de se stabiliser à nouveau en régime suspendu [141]. Ce déplacement du bout de flamme est réalisé, dans les premiers intervalles de temps suivant le décrochage (entre t_0 et $t = 5$ ms), à une vitesse d'advection de l'ordre de 1 m.s^{-1} (le déplacement correspondant est donc de l'ordre de 5 mm), compatible avec les vitesses locales d'écoulement rencontrées dans cette zone (la moyenne de la norme du vecteur vitesse mesuré par PIV est de $0,6 \text{ m.s}^{-1}$ aux positions axiale $z = 3$ mm et radiale $r = 4$ mm dans le cas d'une flamme stabilisée en régime attaché à $U_{\text{fuel}} = 14,4 \text{ m.s}^{-1}$).

Ce processus classique de suspension (directe) de la flamme, observé dans ce cas à température ambiante et faible vitesse d'écoulement coaxial, correspond donc au mécanisme de « type I » (suspension contrôlée par la base de la flamme) décrit précédemment [207,242]. Des observations sur un grand nombre d'occurrences ont ici confirmé que le premier décrochage partiel apparent au niveau de la lèvre conduit dans ces conditions inéluctablement à la suspension globale de la flamme de manière quasi immédiate.

Dans la continuité de l'approche thermique utilisée jusqu'à présent, l'effet du préchauffage est examiné sur le processus de décrochage dans les conditions correspondant aux limites de stabilité déterminées dans la section précédente. L'objectif visé est de répondre aux questions suivantes :

- Le processus de décrochage, tel qu'il vient d'être décrit et identifié à température ambiante, est-il conservé ou bien modifié quand la température initiale des réactants augmente ?
- Des liens peuvent-ils être établis entre le processus de décrochage et d'éventuels phénomènes d'extinctions locales ? Comment ces derniers dépendent-ils des couplages aérothermochimiques ?
- Quelles conclusions est-il possible d'en déduire quant à l'importance des phénomènes de cinétique chimique, modifiés par l'augmentation de température initiale et relativement aux conditions aérodynamiques ?

La démarche retenue pour traiter cette problématique conserve alors les paramètres que sont la vitesse d'injection du combustible et la température initiale des réactants^z. Sont utilisés dans chaque cas des diagnostics adaptés à la visualisation de ces phénomènes transitoires, dans le domaine des flammes attachées et à sa limite supérieure (décrochage).

^x Cette appréciation est rendue possible car l'image obtenue est une intégration de l'intensité lumineuse de chimiluminescence CH^* sur l'ensemble du chemin optique. S'il est certain que l'intensité émise dans les flammes observées n'est ni spatialement homogène ni constante dans le temps, il n'en reste pas moins qu'une zone au sein de laquelle l'intensité diminue localement peut raisonnablement être apparentée à une zone localement éteinte de part ou d'autre de la flamme.

^y Cette définition du décrochage et son utilisation comme origine des temps sera conservée dans les autres séquences chronologiques qui vont être présentées par la suite.

^z Une modification minime de la vitesse de l'écoulement coaxial est également nécessaire pour atteindre les valeurs les plus élevées de température initiale des réactants (cf. Annexe B-2).

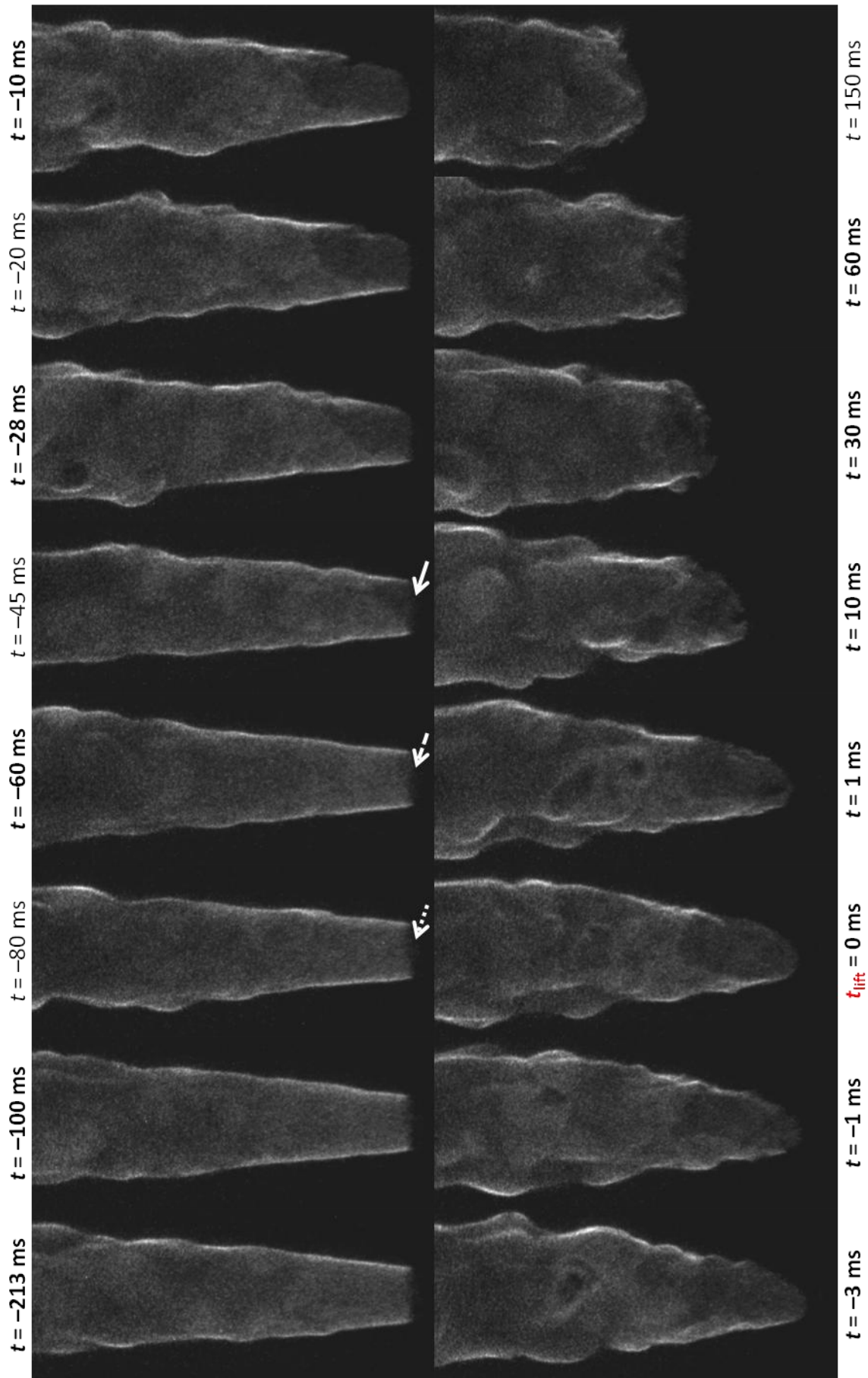


Fig. III.13 : Séquence chronologique du processus de décrochage à température ambiante.

$T_{\text{fuel}} = 295 \text{ K}$; $U_{\text{ox}} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$; $U_{\text{fuel, lift}} = 15,2 \text{ m.s}^{-1}$ (brûleur UC-310).

Cette section se décompose ainsi en deux parties :

(III.2.1) Dans un premier temps, l'effet de la température initiale des réactants est examiné sur le processus de décrochage, par comparaison entre le cas de référence établi à température ambiante et les transitions correspondant aux limites de stabilité déterminées avec préchauffage dans la section précédente.

(III.2.2) Dans un second temps, les phénomènes d'extinction locale sont étudiés pour différents cas de préchauffage en lien avec le processus de décrochage.

III.2.1. Évolution du processus de transition vers le régime de flamme suspendue avec l'augmentation de la température initiale des réactants

Nous avons montré que le domaine de stabilisation d'une flamme attachée est largement étendu sous l'effet d'un fort préchauffage. Il s'agit alors de savoir quel est l'impact que la modification des conditions aérodynamiques et thermiques, ainsi obtenues en limite de stabilité du régime de flamme attachée, peut avoir sur le processus de décrochage, et ce pour mieux comprendre les mécanismes de (dé)stabilisation et la part relative des différents phénomènes physiques.

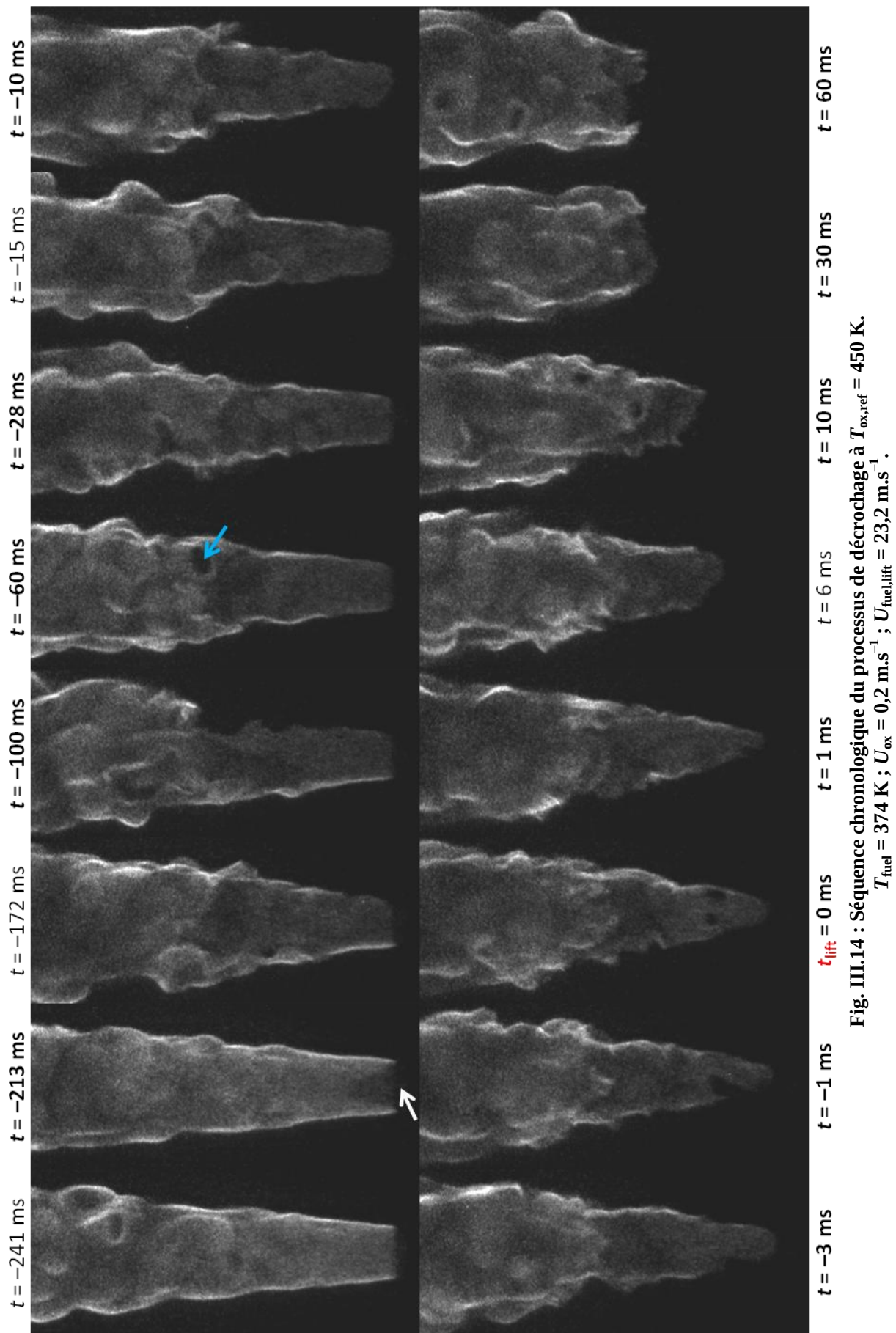
Le processus de décrochage a pour cela été attentivement examiné, non seulement à température ambiante, mais aussi pour quatre températures de préchauffage jusqu'à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$. Des séries représentatives du processus de transition vers une flamme suspendue ont été extraites des séquences chronologiques complètes enregistrées pour chaque cas de température de préchauffage, et sont présentées ci-dessous.

- **$T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$**

Avec l'augmentation du préchauffage jusqu'à $T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$, la suspension intervient à $U_{\text{fuel,lift}} = 23,2 \text{ m.s}^{-1}$ (fig. III.14). Le méthane est dans ce cas indirectement préchauffé jusqu'à $T_{\text{fuel}} = 374 \text{ K}$.

Globalement, le processus de suspension conserve la même allure qu'à température ambiante. Cependant, on note tout d'abord un temps caractéristique plus long entre le début du décrochage partiel observé au niveau de la lèvre et le décrochage total de la flamme : ce temps est multiplié par trois par rapport au cas à température ambiante : $\tau_{295 \text{ K}} \approx 75 \text{ ms} < \tau_{450 \text{ K}} \approx 220 \text{ ms} (\approx 3 \times \tau_{295 \text{ K}})$. En outre, quelques occurrences ont été observées pour lesquelles la flamme retrouvait un état pleinement attaché après avoir subi un décrochage partiel de la lèvre du brûleur.

Dans ce cas de préchauffage, il est aussi apparu des extinctions locales, dans une zone plus aval. Celles-ci semblent n'avoir à ce niveau aucune incidence directe sur le processus de décrochage, qui se comporte à l'échelle du bout de flamme de la même façon que pour le cas à température ambiante.



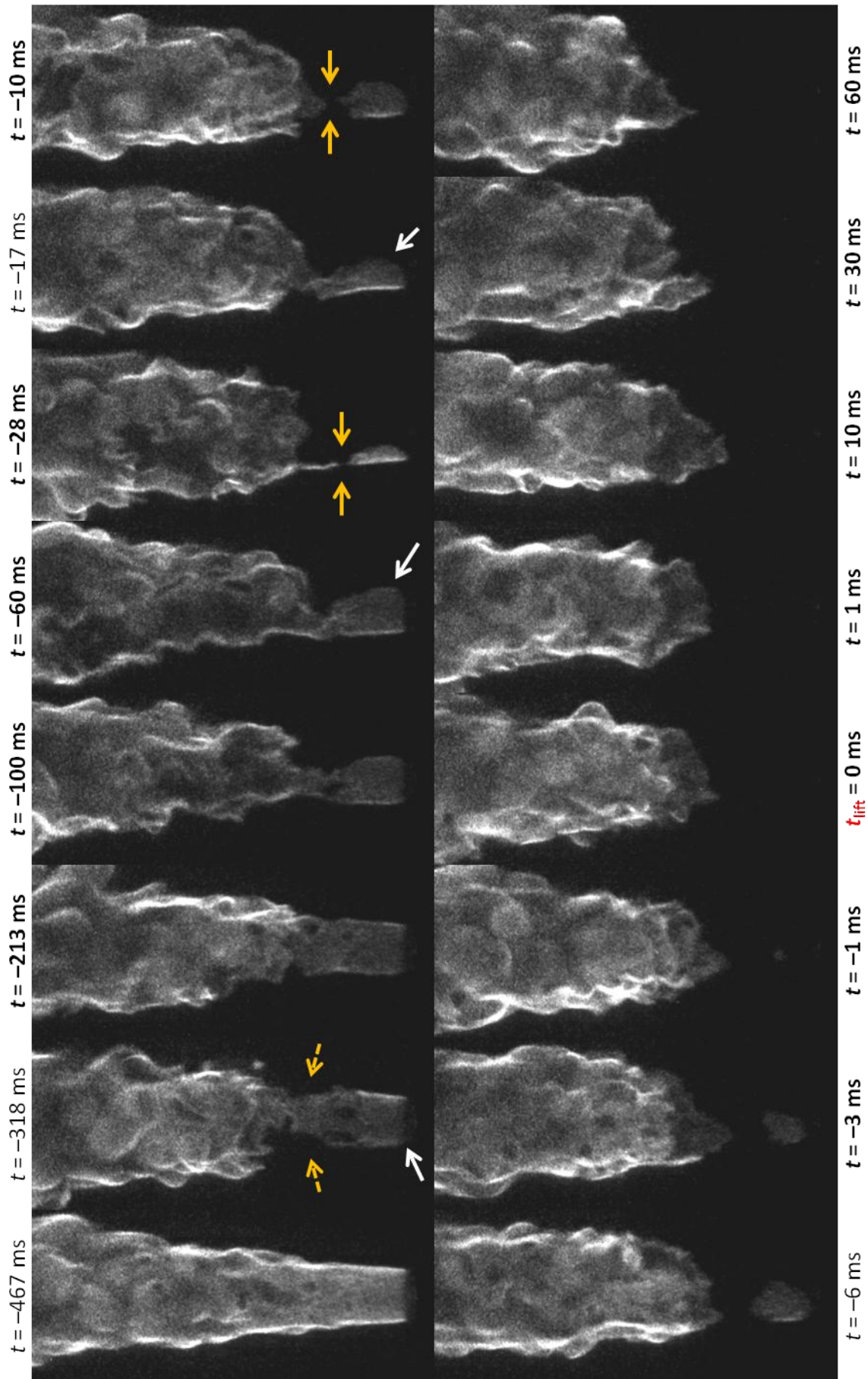


Fig. III.15 : Séquence chronologique du processus de décrochage à $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$.
 $T_{\text{fuel}} = 514 \text{ K}$; $U_{\text{ox}} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$; $U_{\text{fuel,lift}} = 37,2 \text{ m.s}^{-1}$.

- $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$

Lorsque la température de préchauffage est plus élevée ($T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$), la vitesse de suspension augmente également ($U_{\text{fuel,lift}} = 37,2 \text{ m.s}^{-1}$) et on peut distinguer sur la fig. III.15 des différences de comportement tant du bout de flamme que de la vision globale. S'il est toujours possible d'observer des décrochages partiels de la flamme à partir de sa base (proche de la lèvre), un autre phénomène semble néanmoins participer au processus de transition vers une flamme suspendue.

En effet, 318 ms avant le décrochage, la zone de réaction – repérée par l'intensité de chimiluminescence CH^* – apparaît particulièrement altérée à partir du point de rupture ([95,131]), soit ici sur une longueur de plus de 15 mm dans la zone $1,5 \leq z/D_i \leq 4,0$. À la base de la flamme en revanche ($z/D_i < 1,0$), et malgré un décrochage partiel identifiable du côté gauche de l'image, la réaction semble encore être réalisée de manière plus intense comparativement à la zone affectée en aval, ainsi qu'en témoignent la répartition et l'intensité de l'émission lumineuse dans ces deux zones : contrairement aux deux cas de préchauffage précédents à $T_{\text{ox,ref}} = 295 \text{ K}$ ou 450 K , l'évolution pour chaque image, selon z , de la largeur apparente L_{app} de la flamme (cf. fig. III.16), n'est plus systématiquement croissante depuis l'amont vers l'aval.

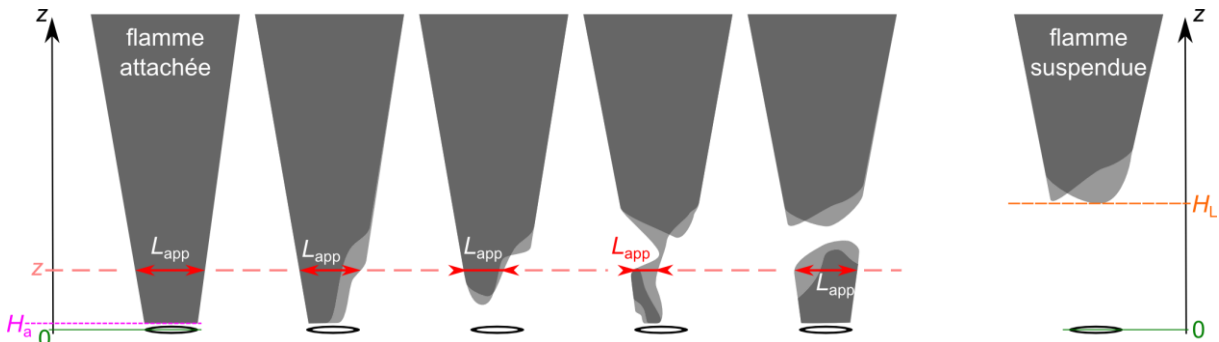


Fig. III.16 : Exemples de détermination de la largeur apparente L_{app} de diverses flammes à une position axiale z donnée.

Le fait le plus marquant est une discontinuité de l'émission lumineuse de chimiluminescence CH^* , qui se produit pour $z/D_i \approx 2$ à $t = -28 \text{ ms}$ sur une longueur apparente de l'ordre du millimètre. À cet instant, la flamme est partiellement décrochée de la majeure partie des lèvres. Néanmoins, une zone réactive de taille réduite se maintient attachée à la lèvre (du côté gauche de l'image). Celle-ci est capable de fournir une source d'énergie permettant un rallumage de la zone précédemment éteinte, qui s'accompagne alors à nouveau d'une émission chimiluminescente CH^* . Ainsi, 17 ms avant le décrochage, la flamme retrouve temporairement sa continuité au niveau du point de rupture. Malgré cela, la continuité de la flamme est de nouveau interrompue à $t = -10 \text{ ms}$, suite à quoi la partie amont de la flamme encore partiellement attachée au brûleur disparaît très rapidement, laissant place uniquement à la partie aval de la flamme dont la stabilisation conduira à une flamme suspendue.

Le processus de décrochage à ce niveau de préchauffage marque donc un phénomène nouveau, au cours duquel une discontinuité au niveau du point de rupture est possible avant que le bout de flamme n'ait totalement quitté la lèvre du brûleur.

- $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$

Ce phénomène s'accroît pour une température de préchauffage plus importante $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$, qui entraîne une température du combustible plus élevée ($T_{\text{fuel}} = 703 \text{ K}$), mais qui techniquement requiert (cf. Annexe B-2) une augmentation significative de la vitesse de l'écoulement coaxial oxydant ($U_{\text{ox}} = 0,51 \text{ m.s}^{-1}$). Toutefois, même si le ratio de vitesses au décrochage $U_{\text{fuel,lift}}/U_{\text{ox}}$ est diminué en conséquence, ce n'est pas forcément le cas pour le gradient global de vitesse au décrochage. Celui-ci est caractérisable par exemple par $U_{\text{fuel,lift}}/D_i$ ou par $(U_{\text{fuel,lift}} - U_{\text{ox}})/\delta$ en considérant que l'essentiel de l'étirement se produit au-dessus de la lèvre d'épaisseur δ . Ce gradient de vitesse est assimilable à un taux d'étirement global, paramètre important dès lors qu'il s'agit de caractériser des phénomènes d'extinctions locales ; ce taux d'étirement global correspond à l'inverse d'un temps caractéristique de mélange. Ce dernier diminue au fur et à mesure de l'élévation du niveau de préchauffage, puisque, de par la stabilité accrue en régime attaché, le gradient de vitesse continue d'augmenter, indépendamment du ratio de vitesses (tab. III.2).

Tab. III.2 : Conditions d'obtention du décrochage, figs. III.13 à III.18.

$T_{\text{ox,ref}}$ [K]	$U_{\text{fuel,lift}}$ [m.s ⁻¹]	U_{ox} [m.s ⁻¹]	$U_{\text{fuel,lift}}/U_{\text{ox}}$ [-]	$U_{\text{fuel,lift}}/D_i$ [s ⁻¹]	$(U_{\text{fuel,lift}} - U_{\text{ox}})/\delta$ ($\propto \tau_m^{-1}$) [s ⁻¹]	$S_{L,st}/\nu_{st}$ ($\propto \tau_c^{-1}$) [s ⁻¹] ^{aa}	$Da_{\text{lift}} = \tau_m/\tau_c$ [-]
295	15,2	0,2	80	2 533	7 505	8 890	1,17
450	23,2	0,2	129	3 867	11 510	13 322	1,15
600	37,2	0,2	207	6 200	18 510	20 885	1,12
800	60,3	0,5	118	10 050	29 895	32 796	1,09
1000	91,6	1,6	57	15 267	44 990	40 926	0,89

Comme l'a souligné le cas précédent à $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$, l'augmentation de la température initiale engendre la transition d'un mécanisme à un autre. De fait, pour $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$, il devient particulièrement rare d'observer des décrochages partiels initiés dès la base de la flamme. Il est fréquent en revanche, dans des conditions proches du décrochage ($U_{\text{fuel,lift}} = 60,3 \text{ m.s}^{-1}$), d'observer des extinctions locales au niveau du point de rupture. Dans certains cas, ces extinctions peuvent gagner toute la circonférence de la flamme, scindant alors la flamme en deux parties, amont et aval, entre lesquelles une discontinuité est créée. Ce phénomène est observé de manière intermittente durant la seconde précédant le décrochage, ainsi que le montre la fig. III.17a. L'origine spatiale de ces coupures de flamme apparaît sur les images à des valeurs de z/D_i comprises entre 1 et 3, pour des longueurs de discontinuité variant jusqu'à 20 mm.

Il ressort qu'une discontinuité de la flamme au point de rupture n'a pas les mêmes effets sur le décrochage en termes de temps caractéristiques selon la température initiale des réactants, puisqu'il s'écoule à 800 K près d'une seconde (soit la durée totale de l'enregistrement étudié) entre la première coupure capturée et le décrochage, à comparer aux 30 ms constatées dans le cas à 600 K.

La fin du processus de décrochage est représenté sur la fig. III.17b, dont les images suivent chronologiquement celles de la fig. III.17a (même enregistrement : conditions identiques et même origine temporelle). La partie aval de la flamme finit par être séparée de la partie amont, et

^{aa} Les propriétés réactives et thermophysiques, ν et S_L , ont été calculées pour un mélange stœchiométrique « st » à la température moyenne de mélange T_m , précédemment jugée représentative des conditions thermiques à proximité de la lèvre au décrochage aussi bien que plus en aval dans l'écoulement, comme ici dans la zone du point de rupture.

l'établissement du régime permanent de flamme suspendue est obtenu par la disparition progressive de la partie amont.

La flamme est donc entièrement coupée au point de rupture avant la suspension, bien plus distinctement (discontinuité de plus grande dimension) qu'à $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$, mais toujours de manière transitoire. On note toutefois une nette évolution des temps caractéristiques associés à ce phénomène transitoire de coupure de flamme avant décrochage : alors qu'il persiste pendant une durée de l'ordre de 20 ms à 600 K, cette durée est dix fois plus longue à 800 K.

La transition vers l'état de flamme suspendue est clairement initiée à partir du point de rupture, avec existence d'un état transitoire de flamme coupée qui conduit à la suspension. Nous sommes donc en présence du mécanisme de décrochage de type II, « contrôlé par les extinctions locales au point de rupture » [48,207,242].

Par ailleurs, il est intéressant de mentionner ici un phénomène particulier qu'il est possible d'observer : le détachement, à partir de la partie amont laminaire, d'une « poche réactive » ou « îlot de flamme », et qui est ensuite transporté vers la partie aval turbulente. Une illustration en est donnée dans la fig. III.17c, dont les images sont tirées du même enregistrement que les figs. III.17a et b.

L'absence d'émission chimiluminescente CH^* autour de cette poche réactive peut raisonnablement être assimilée à une région éteinte, au sein de laquelle peut s'effectuer un mélange des réactants ; la situation s'approche ainsi de la ligne de mélange pur (*frozen regime*) de la fig. III.11. À la périphérie de l'îlot réactif se développe alors une « flamme de bord » (*edge-flame*) [21,24,25,138,147,199], située à l'interface entre les zones réactives et non réactives et pouvant prendre des caractéristiques d'un front de flamme propagatif [104,180,200]. Simultanément à une propagation du bout de flamme, cette poche réactive subit aussi un phénomène de transport turbulent [104,180,200]. En fonction des conditions locales, notamment de température, concentration et taux de dissipation scalaire que rencontre cette poche réactive, sa position et ses dimensions peuvent alors évoluer dans le sens d'une réduction, ou bien d'une extension comme observé dans le cas de la fig. III.17c. Cet îlot réactif (*ignition kernel* ou *growing kernel*) peut en effet devenir une source d'allumage pour les gaz se trouvant en proche périphérie [24,104,138,199].

Les phénomènes responsables de l'existence et de l'évolution d'un tel îlot réactif continuent de faire l'objet de nombreux travaux de recherche [24,25,138,166, 200]. Dans le cadre de cette thèse, l'absence de mesures des champs aérodynamiques et scalaires résolues temporellement, nécessaires pour suivre de tels phénomènes de transport/croissance d'îlot réactif entre deux zones de réaction en amont et aval d'une région éteinte au point de rupture, ne nous donne malheureusement pas les moyens de poursuivre en détail cette discussion pourtant prometteuse quant aux apports qu'elle semble en mesure de fournir relativement aux couplages aérothermochimiques dans la zone du point de rupture.

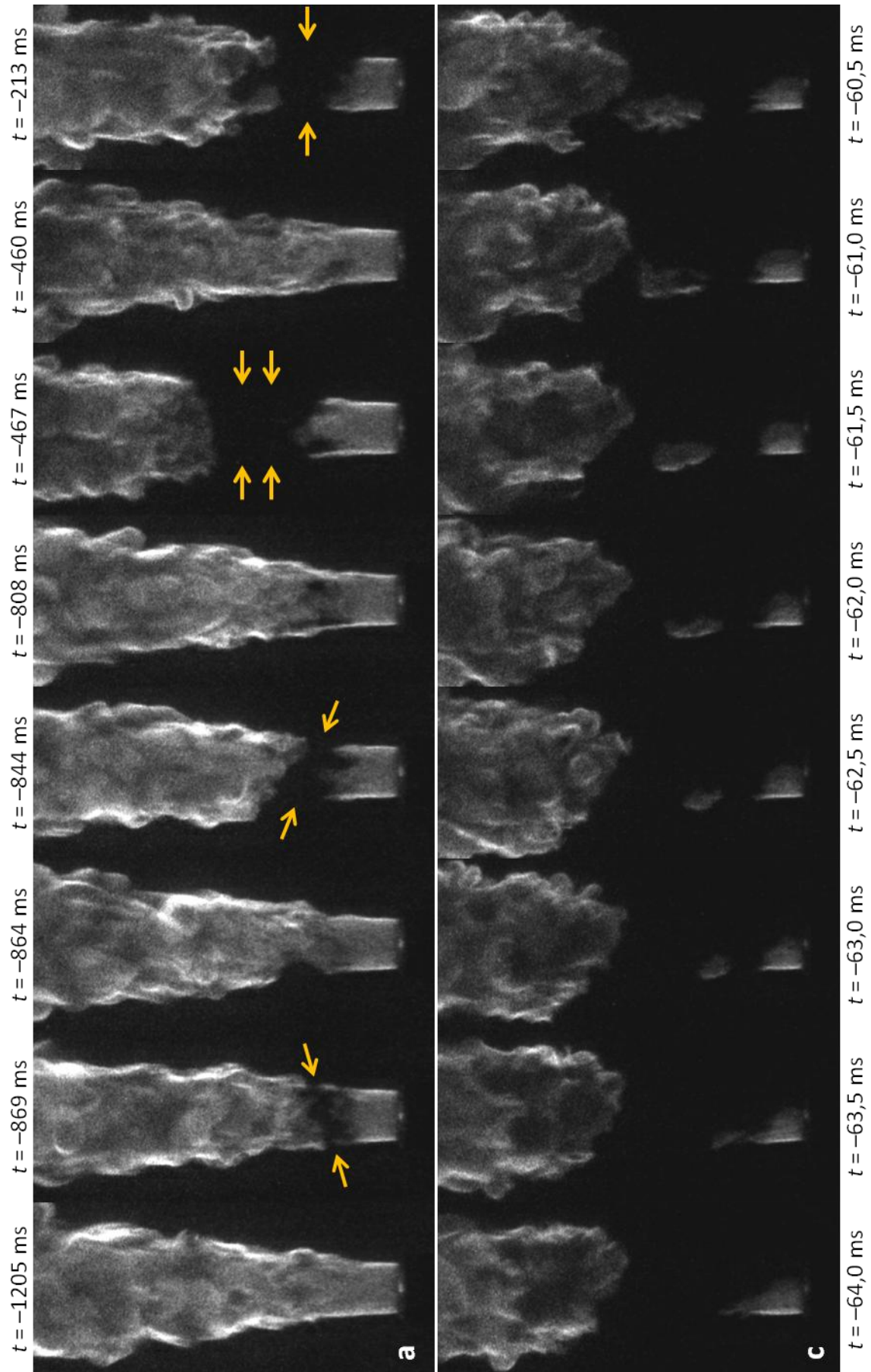


Fig. III.17a et c : Séquences chronologiques précédant le décrochage à $T_{\text{ox,ref}} = 800$ K.

(a) Flamme coupée de manière intermittente ; (c) transport d'une poche réactive entre les parties amont et aval de la flamme.
 $T_{\text{fuel}} = 703$ K ; $U_{\text{ox}} = 0,5$ m.s⁻¹ ; $U_{\text{fuel,lift}} = 60,3$ m.s⁻¹. Origine temporelle identique à la fig. III.17b (images extraites de la même série).

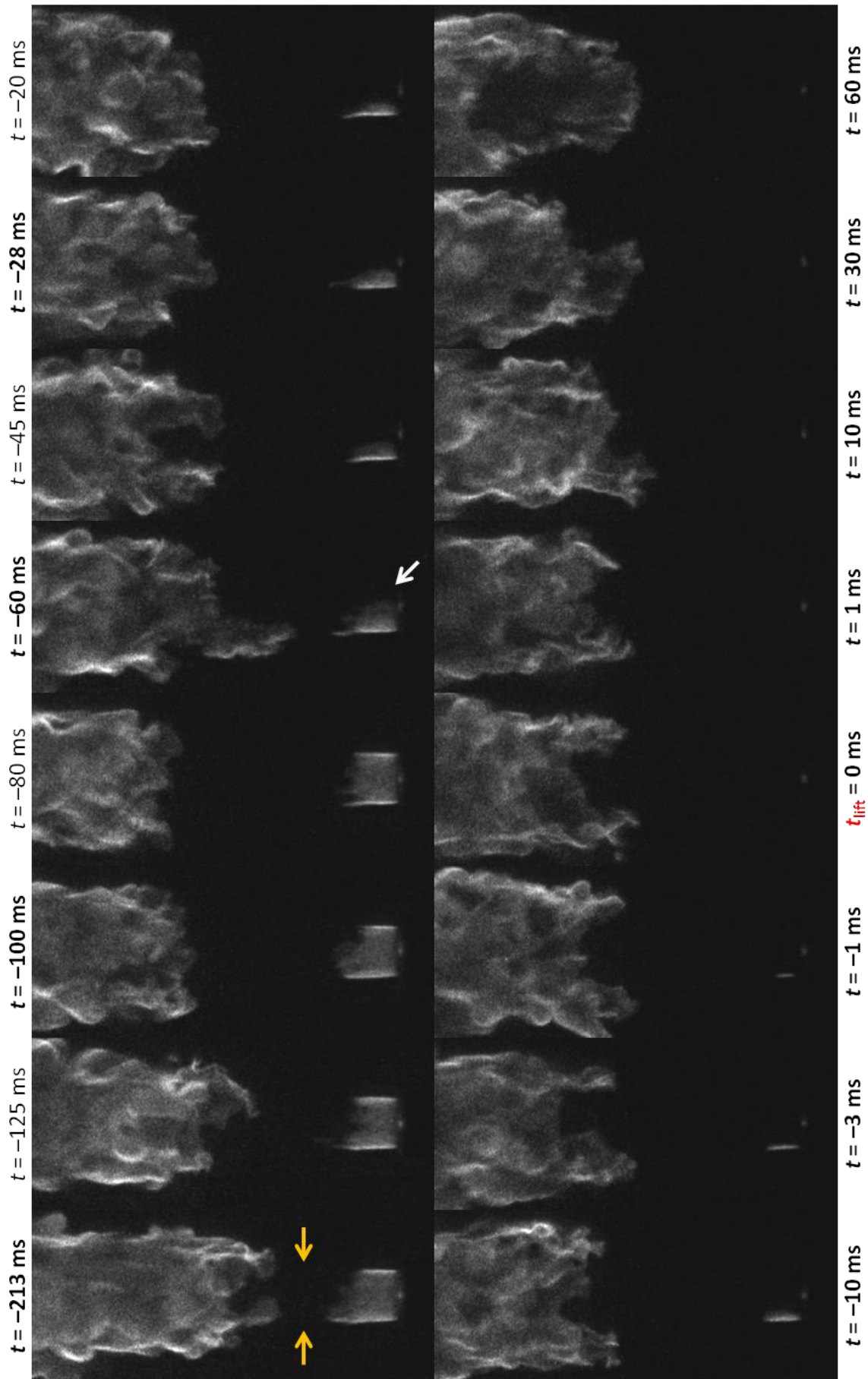


Fig. III.17b : Séquence chronologique du décrochage à $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$.
 $T_{\text{fuel}} = 703 \text{ K}$; $U_{\text{ox}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; $U_{\text{fuel,lift}} = 60,3 \text{ m.s}^{-1}$.

- $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$

Suivant l'évolution observée avec l'augmentation du préchauffage, l'état initial du processus de décrochage lors du cas à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$ est une flamme coupée stable. Celle-ci est visible dans la fig. III.18, obtenue pour les conditions suivantes : $T_{\text{ox}} = 976 \text{ K}$ ($U_{\text{ox}} = 1,62 \text{ m.s}^{-1}$), $T_{\text{fuel}} = 806 \text{ K}$ et $U_{\text{fuel, lift}} = 91,6 \text{ m.s}^{-1}$. Le mécanisme de décrochage observé est donc nécessairement celui de type II, et la transition vers le régime de flamme suspendue est réalisée par la disparition de tout le pourtour du brûleur de la partie de la flamme encore attachée à la lèvre.

En réalité, tant qu'une zone de réaction persiste dans la zone de stabilisation derrière la lèvre, même partiellement attachée au brûleur et de taille réduite (i.e. zone de réaction existant seulement sur une part restreinte du périmètre moyen du brûleur $\pi(D_i + \delta)$), sa présence peut suffire comme source d'ignition pour rallumer la portion attachée de la flamme dans une zone précédemment éteinte. Ce phénomène s'observe par exemple en comparant les parties attachées des cas à $t = -100 \text{ ms}$ et $t = -28 \text{ ms}$. La portion amont de la flamme (partie attachée) semble donc davantage résistante à ce niveau de préchauffage par rapport au cas précédent, puisque la durée constatée entre le dernier instant où la partie attachée est en apparence intègre (sans atténuation identifiable de l'émission lumineuse sur quelque portion que ce soit au-dessus de la lèvre du brûleur) et son extinction totale est d'environ 110 ms à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$, contre environ 70 ms à $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$.

Puisque le taux d'étirement global est multiplié par 1,5 entre les conditions de décrochage à 800 K et celles à 1000 K (tab. III.2), mais que la zone de réaction apparaît plus résistante aux perturbations aérodynamiques, cela témoigne d'un temps caractéristique de la chimie réduit avec le préchauffage. Ce temps caractéristique τ_c peut être estimé à partir de l'expression (III.4) ou son équivalent $\tau_c = (S_{\text{L,st}}^2/\nu)^{-1}$. Les valeurs reportées dans le tab. III.2 confirment la diminution de τ_c entre 295 K et 1000 K , approximativement d'un facteur 5 « seulement » comparé au facteur 10 environ déduit des valeurs de Sohn et al. [198]. Pendant le même temps, le taux d'étirement global augmente d'un facteur 6 (tab. III.2). Il résulte de cette analyse globale que dans ces conditions extrêmes de préchauffage, la chimie devient le phénomène limitant par rapport à l'aérodynamique ($\text{Da} \rightarrow 1$ voire $\text{Da} < 1$), ce qui peut fournir une source d'explication au phénomène de coupure de flamme observé.

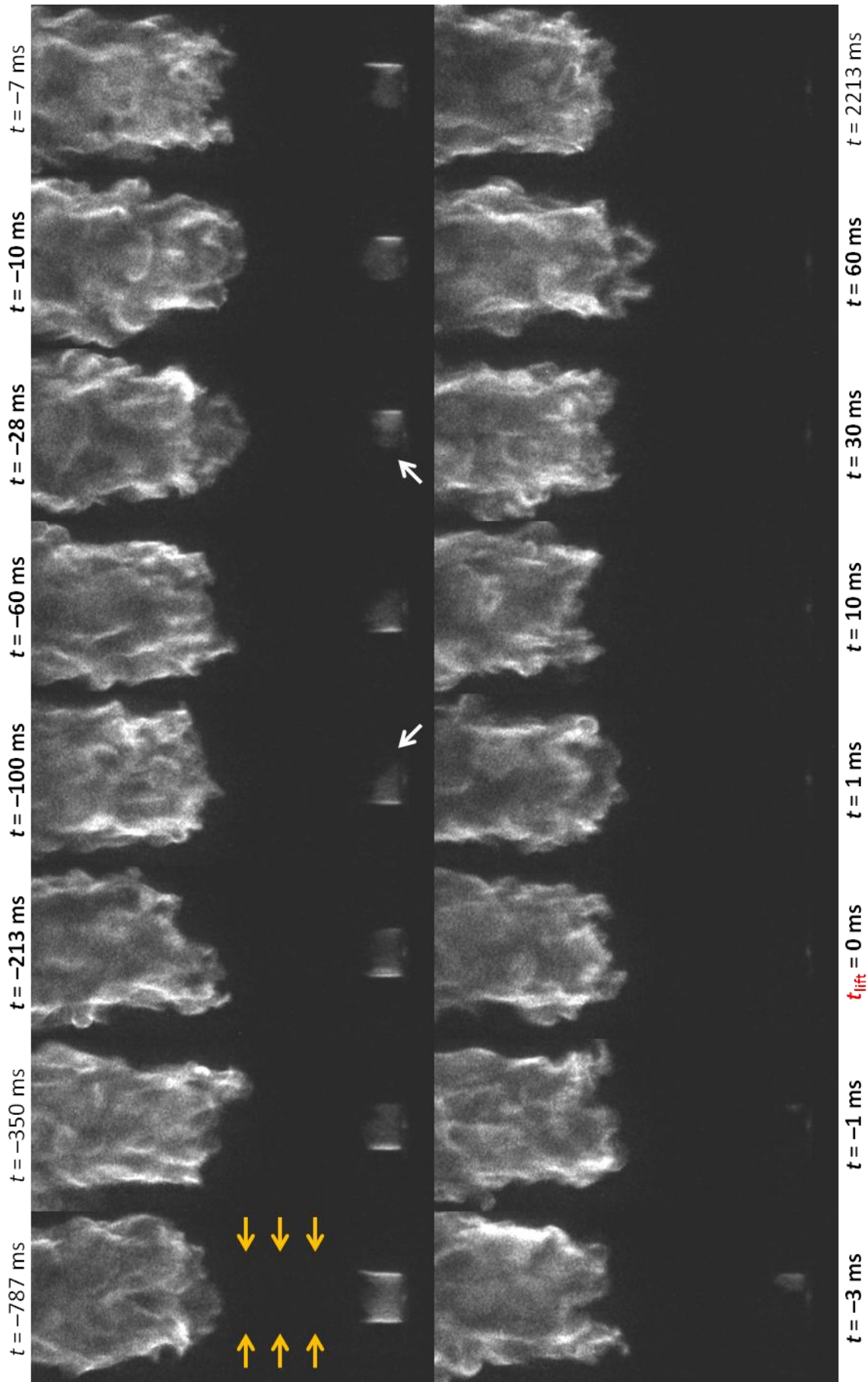


Fig. III.18 : Séquence chronologique du processus de décrochage à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$.
 $T_{\text{fuel}} = 806 \text{ K}$; $U_{\text{ox}} = 1,6 \text{ m.s}^{-1}$; $U_{\text{fuel,lift}} = 91,6 \text{ m.s}^{-1}$.

• Discussion et synthèse

Le raisonnement qui vient d'être suivi peut être formalisé sur la fig. III.19, qui présente l'évolution du rapport des temps caractéristiques du mélange et de la chimie au décrochage en fonction du niveau de préchauffage. Cette figure montre de nouveau que pour le cas à 1000 K, le temps caractéristique considéré pour la chimie devient supérieur à celui pris en compte pour l'écoulement, ce qui correspond à une valeur du nombre de Damköhler global $Da < 1$ synonyme d'extinction. Or, dans ces conditions, l'extinction est d'abord réalisée au point de rupture avant de se produire dans la zone d'attachement juste derrière la lèvre. L'analyse basée sur un nombre de Damköhler global cache donc certaines hétérogénéités spatiales ; si l'on considère que le temps chimique reste axialement inchangé pour un niveau de préchauffage donné, cela signifie que le temps de mélange diminue plus rapidement dans la zone du point de rupture que juste derrière la lèvre du brûleur. À ce stade, il convient de préciser qu'un tel niveau de préchauffage dépasse la température d'autoinflammation du méthane dans l'air ($T_{ai} = 853$ K [4]), ce qui peut fournir une autre source d'explication du maintien de la partie amont de la flamme. La température mesurée (au centre) du jet combustible n'est cependant que de 806 K au décrochage, mais la méconnaissance de la température locale à la position des bouts de flamme (bout de flamme de la partie amont attachée au brûleur, mais aussi bout de flamme de la partie aval « suspendue ») ne permet pas de répondre avec précision à la question de l'existence de phénomènes d'autoinflammation dans le cas d'une flamme coupée.

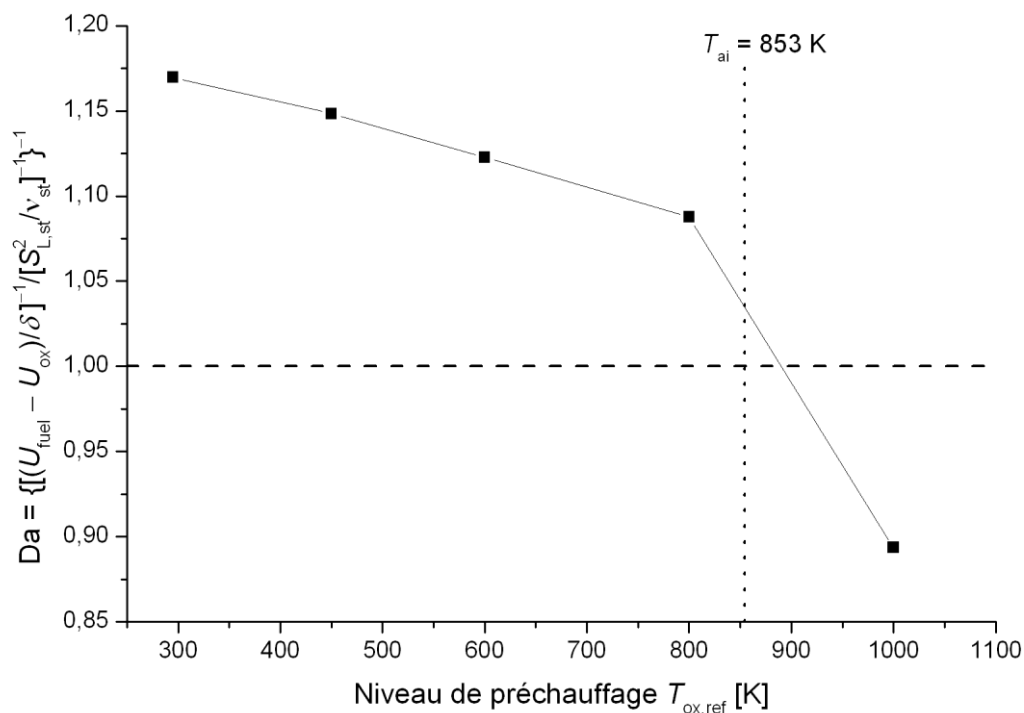


Fig. III.19 : Évolution du rapport des temps caractéristiques de mélange et chimiques^{aa} (p. 113) au décrochage en fonction de la température initiale des réactants.

Quelle que soit la situation réelle, le schéma global de la fig. III.19 masque cependant des disparités spatiales, l'importance relative de la chimie par rapport à l'aérodynamique n'étant pas la même selon la position considérée le long de l'écoulement.

Il existe en effet deux régions cruciales pour la stabilisation de la flamme et son décrochage : l'une dans la zone de stabilisation derrière la lèvre du brûleur à la position d'attachement du bout de flamme, qui contrôle le possible maintien d'une zone de réaction à ce niveau ; la seconde au niveau du

point de rupture, responsable des discontinuités (« coupures ») et de la stabilisation de la partie aval de la flamme.

Selon où est prioritairement rompu l'équilibre aérothermochimique, le mécanisme de décrochage observé sera de type I ou de type II. Dans un cas intermédiaire comme ici à 600 K, l'équilibre de stabilisation aérothermochimique est rompu simultanément derrière la lèvre et au point de rupture, ce qui entraîne une compétition entre les deux mécanismes de décrochage.

Il est alors possible de décrire les deux mécanismes de décrochage en se basant sur la largeur apparente de la flamme L_{app} (cf. fig. III.16) et son évolution au cours du temps, dont une représentation schématique est proposée sur la fig. III.20.

- Au cours du processus de type I, la largeur apparente de la flamme L_{app} diminue dans un premier temps pour des positions axiales z les plus amont, pour lesquelles L_{app} s'annule en premier (chronologiquement). Autrement dit, L_{app} reste monotone : c'est une fonction croissante de z à chaque instant t . À la fin du processus de décrochage, la flamme retrouve ici un régime suspendu globalement stationnaire, grâce à un nouvel équilibre formé à la position de stabilisation H_L , appelée « hauteur de suspension ».
- Au cours du processus de type II en revanche, $L_{app}(z)$ ne reste pas une fonction monotone quel que soit t , puisque la largeur apparente de la flamme devient nulle à des positions z intermédiaires ($H_a < z < H_L$), initialement au niveau du point de rupture, *avant* de devenir nulle à la hauteur d'attachement H_a .

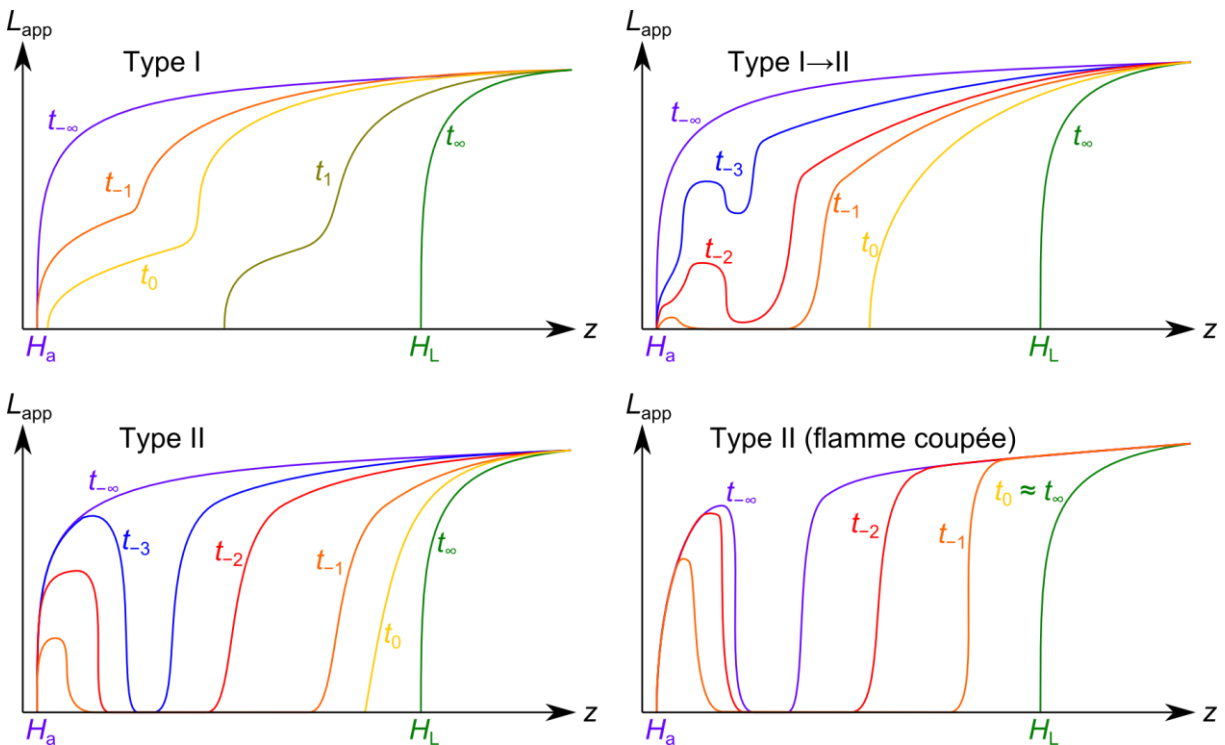


Fig. III.20 : Représentation schématique des différents processus de suspension observés.

L'augmentation de la température initiale des réactants met ainsi en avant deux mécanismes distincts de transition vers un état de flamme suspendue. Il est possible de résumer les différents processus de décrochage observés selon les conditions aérodynamiques et thermiques dans une cartographie schématisée sur la fig. III.21 :

- pour de faibles températures initiales, le décrochage est initié à partir de la base de la flamme, soit proche de la lèvre du brûleur ;
- pour de hautes températures initiales en revanche, la transition vers une flamme suspendue est initiée à partir du point de rupture, avec un état intermédiaire de flamme coupée transitoire, voire stable si la température est suffisamment élevée ;
- pour des températures de préchauffage intermédiaires, les deux phénomènes coexistent.

Les paramètres principaux considérés dans cette partie pour modifier les couplages aérothermochimiques ont été la température initiale des réactants et la vitesse d'injection du combustible. L'influence de ces paramètres a été examinée sur le phénomène transitoire de transition d'une flamme stabilisée en régime attaché à une flamme stabilisée en régime suspendu.

Le préchauffage entraîne une élévation de la température de la lèvre du brûleur, diminuant ainsi les pertes thermiques au brûleur et favorisant le maintien attaché du bout de flamme en proche paroi. Le domaine de stabilité ainsi étendu de la flamme attachée requiert alors, pour son décrochage, l'injection de combustible à des vitesses bien plus importantes, ce qui a pour conséquence d'accroître le taux d'étirement global, donc de diminuer les temps caractéristiques de l'écoulement.

Par ailleurs, le changement des conditions thermiques a également des conséquences sur la cinétique des mécanismes réactionnels, favorisée par l'accroissement du préchauffage qui entraîne une diminution des temps caractéristiques de la chimie.

Au final, le rapport entre les temps caractéristiques de l'écoulement et de la chimie diminue au décrochage avec l'augmentation du préchauffage. Des extinctions locales de la zone réactionnelle peuvent alors se produire lorsque le taux d'étirement dépasse localement une valeur critique [239].

La protection aérodynamique offerte ici par la lèvre épaisse [167,207] limite de tels dépassements dans la zone de stabilisation attachée du bout de flamme. En revanche, les temps caractéristiques de l'écoulement chutent brusquement au niveau du point de rupture avec la transition vers la turbulence, créant des conditions favorables à de nombreuses extinctions locales. Il convient donc à présent de s'intéresser plus particulièrement aux caractéristiques de ces extinctions locales, en lien avec les différents mécanismes de décrochage de la flamme constatés en fonction des conditions aérodynamiques et thermiques.

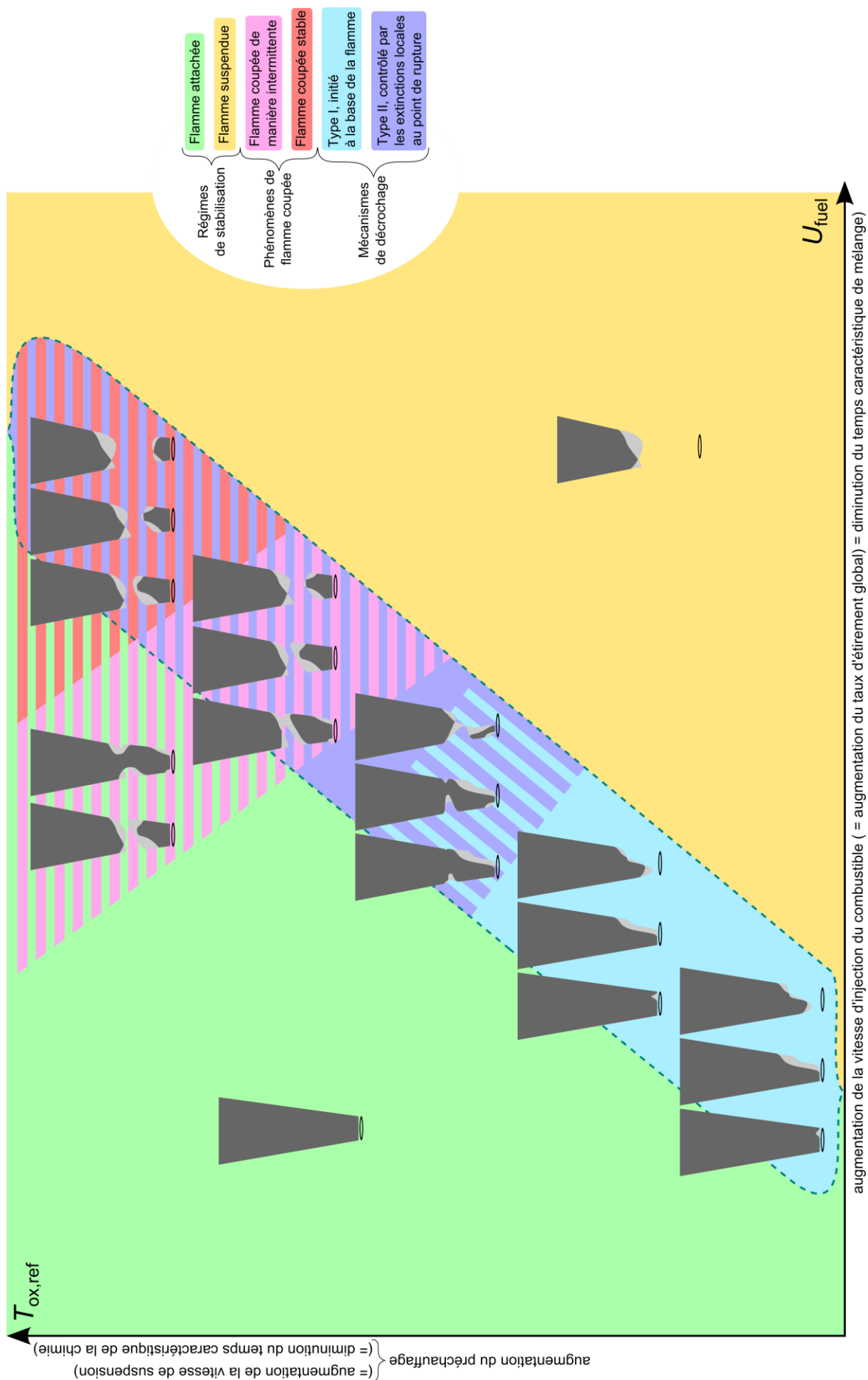


Fig. III.21 : Schéma d'évolution du processus de suspension en fonction de la température initiale.

III.2.2. Lien entre processus de décrochage et phénomènes d'extinction locale

Dans certains cas, la visualisation directe de la flamme montre des instabilités transitoires qui affectent la zone de réaction. Localement et temporairement, l'émission lumineuse visible est fortement atténuée voire disparaît. Les diagnostics optiques mis en place confirment ces observations, puisque certaines images de chimiluminescence CH^* font localement état d'une absence de signal, tandis qu'une représentation de la zone de réaction obtenue par LIF-OH (fluorescence du radical OH induite par laser, cf. Annexe C-3) met en exergue l'existence de zones de rupture au sein de la ligne OH initialement continue (fig. III.22).

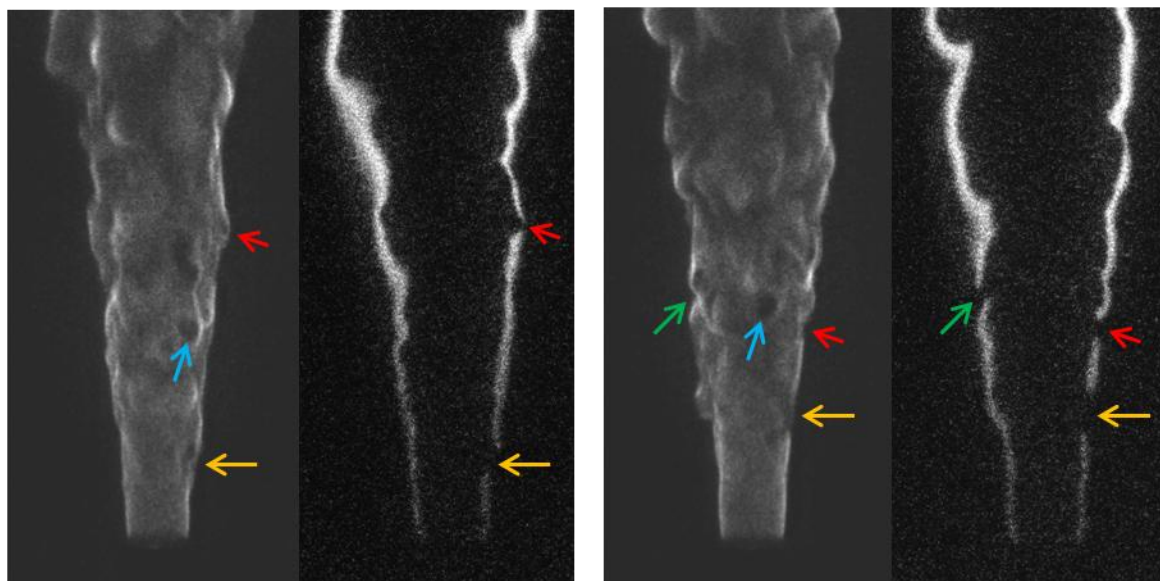


Fig. III.22 : Exemples d'images présentant des extinctions locales.
Acquisition simultanée de chimiluminescence CH^* et de LIF-OH.
 $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$; $T_{\text{fuel}} = 518 \text{ K}$; $U_{\text{ox}} = 0,2 \text{ m.s}^{-1}$; $U_{\text{fuel}} = 35,9 \text{ m.s}^{-1}$.

De tels phénomènes ont été qualifiés jusqu'ici d'extinctions locales. Il est légitime de se demander s'il y a réellement une absence de réaction au sein de ces zones ou bien si elles ne pourraient pas être le siège de mécanismes réactionnels altérés et marqués par l'absence de production de radicaux tels CH^* , OH ou encore OH^* . Outre une émission lumineuse ou plus spécifiquement chimiluminescente, une zone de réaction de combustion est marquée par un important dégagement de chaleur. En toute logique, une zone localement éteinte devrait donc témoigner de niveaux de température plus faible qu'une zone réactive, même si la différence de température peut dans certains cas rester minime s'il existe des gaz brûlés générés par une zone réactive très proche.

Dans le cadre de cette étude, nous n'avons pas eu accès à des mesures locales de températures qui puissent permettre de répondre à ces interrogations. Néanmoins, des graphiques du type de ceux de la fig. III.11 ont été utilisés par certains auteurs pour reporter leurs mesures de température en fonction de la fraction de mélange sous forme de nuage de points. Un exemple est donné sur la fig. III.23 pour différentes configuration de flammes (stabilisées par une flamme pilote) de plus en plus proches du soufflage (*blow-off*) [144].

Dans les cas (c) puis surtout (d) (plus proche du soufflage), il existe une très forte corrélation entre une faible concentration voire une absence de radical OH et une température faible (température nettement inférieure à sa valeur à l'équilibre représentée en trait plein), alors synonyme d'extinction locale. Cela est confirmé par les valeurs de concentration mesurées pour d'autres espèces dont la répartition se rapproche des valeurs attendues en mélange pur (non réactif) [144].

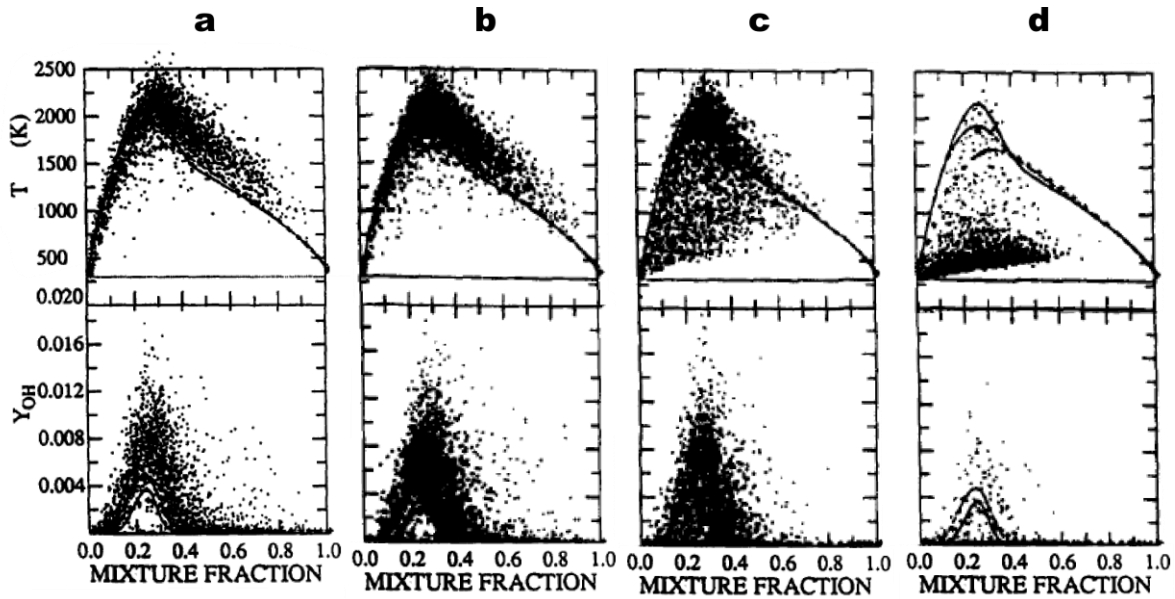


Fig. III.23 : Exemples de diagrammes de dispersion de la température en fonction de la fraction de mélange (flamme $\text{CH}_3\text{OH}/\text{air}$, $Z_{st} = 0,256$, $z/D_i = 15$) [144]. (a) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 65\%$; (b) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 82\%$; (c) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 91\%$ (d) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 98\%$ ^{bb}.

L'un des principaux éléments à retenir d'une telle étude est la représentativité du radical OH, ou plutôt de son absence, comme marqueur d'extinction locale. Si une telle conclusion (absence de signal OH = extinction locale) a pu être discutée [162], elle a largement été utilisée comme hypothèse de travail dans de nombreux travaux consacrés aux phénomènes d'extinctions locales [96,104,180,200,202,230] ; et c'est également le choix retenu ici.

Les phénomènes d'extinctions locales et de réallumage en combustion non-prémélangée ont été très largement étudiés dans la littérature, aussi bien d'un point de vue purement académique [92,110,117,136,138,161,170,171,199,204,210] qu'appliqué à des cas plus réalistes de type flamme-jet [12,13,16,75,96,98,104,105,112,120,143,144,170,180,200,202,203,208,209,230,244].

Dans le cadre de notre étude, l'objectif est de comprendre comment ces phénomènes transitoires d'extinction locale, marqueurs d'une chimie « limitante », sont affectés par les conditions aérodynamiques et thermiques. Nous cherchons également à savoir si ces extinctions locales jouent un rôle, et lequel, dans les mécanismes de décrochage.

Pour traiter ces problématiques, les paramètres conservés sont la vitesse d'injection et la température initiale des réactants, tous deux modulés sur des gammes suffisantes afin de caractériser les extinctions locales pouvant se produire pour des flammes attachées jusqu'au décrochage.

Il est admis qu'une extinction locale se produit lorsque le taux de dissipation scalaire dépasse localement une certaine valeur critique. En réalité, des travaux récents de Hewson [92] tendent à montrer que c'est l'amplitude et la durée de dépassement du taux critique qui déterminent ou non l'extinction.

Nous n'avons pas accès ici à des mesures quantifiées permettant de remonter aux valeurs locales du taux de dissipation scalaire. En revanche, les images de chimiluminescence CH^* ont une résolution temporelle qui pourrait permettre le suivi d'extinctions locales. Toutefois, l'identification

^{bb} $U_{\text{fuel,lift}}$ correspond en réalité ici au soufflage (*blow-off*) de la flamme.

d'extinctions locales sur de telles images (intégrées sur la ligne de visée) nécessite d'analyser des variations d'intensité qu'il apparaît particulièrement délicat à mettre en œuvre de manière automatisée pour une détection systématique. C'est pourquoi il a été choisi ici d'analyser plutôt les images de LIF-OH, qui ont l'avantage de présenter une ligne de visualisation OH au sein de laquelle il est relativement aisé d'identifier des ruptures synonymes d'extinctions locales. Une flamme partiellement éteinte est alors représentée par une interface d'épaisseur variable et discontinue, correspondant à un ensemble de régions éteintes et allumées [170]. Le nombre d'extinctions locales présentes sur ces images a alors été déterminé selon la procédure de post-traitement présentée en Annexe C-3.3, dont les caractéristiques sont rappelées sur la fig. III.24.

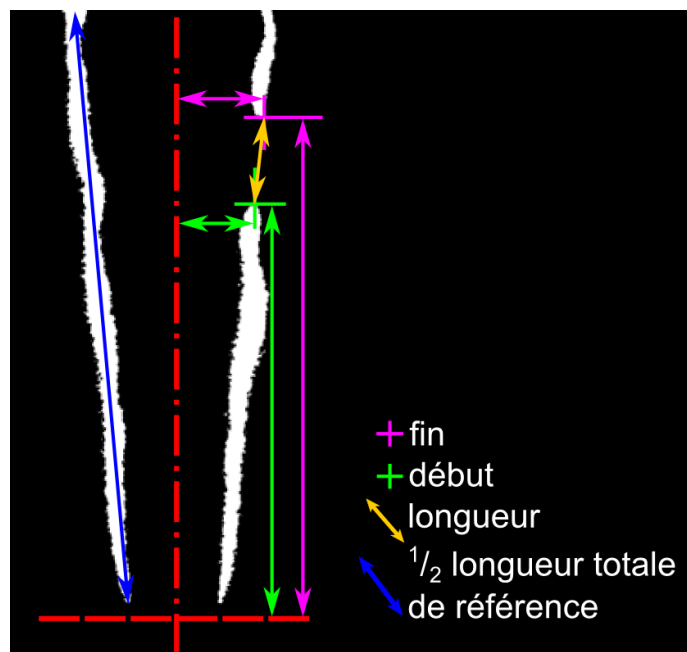


Fig. III.24 : Caractérisation des extinctions locales : position de début et fin ; longueur.

Des séries d'expériences ont été réalisées, en faisant varier la température initiale des réactants et la vitesse d'injection du combustible, afin de conduire une approche statistique de ces phénomènes d'extinctions locales.

Pour chaque couple de conditions d'injection et de préchauffage, la longueur cumulée d'extinctions locales normalisée par une longueur totale de référence (fig. III.24) a été déterminée pour la série correspondante de 500 images enregistrées. Les résultats de cette analyse sont reportés dans la fig. III.25. Puisque l'un des objectifs consiste à définir le rôle des extinctions locales dans le mécanisme de décrochage, il a été choisi d'adimensionner la vitesse d'injection par sa valeur obtenue au décrochage (pour chaque niveau de préchauffage correspondant), permettant aussi une comparaison plus aisée des différents cas de préchauffage.

Les deux paramètres aérodynamique et thermique considérés ($U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}}$ et niveau de préchauffage) permettent une double analyse la fig. III.25. D'une part, les résultats confirment les effets de l'aérodynamique : à l'approche de la suspension, la zone de réaction est de plus en plus marquée par des extinctions locales dont la probabilité d'occurrence augmente. En revanche, ces phénomènes d'extinctions locales ne se manifestent pas, loin de la suspension ($U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} < 60\%$), lorsque la flamme est laminaire. Avec l'augmentation de la vitesse d'injection, des cas d'extinctions locales se produisent, en relation avec le caractère turbulent de la flamme qui apparaît de plus en plus

intense. Cette explication suppose que la partie amont laminaire ne présente pas (ou peu) d'extinctions locales, hypothèse que nous tenterons de confirmer par la suite.

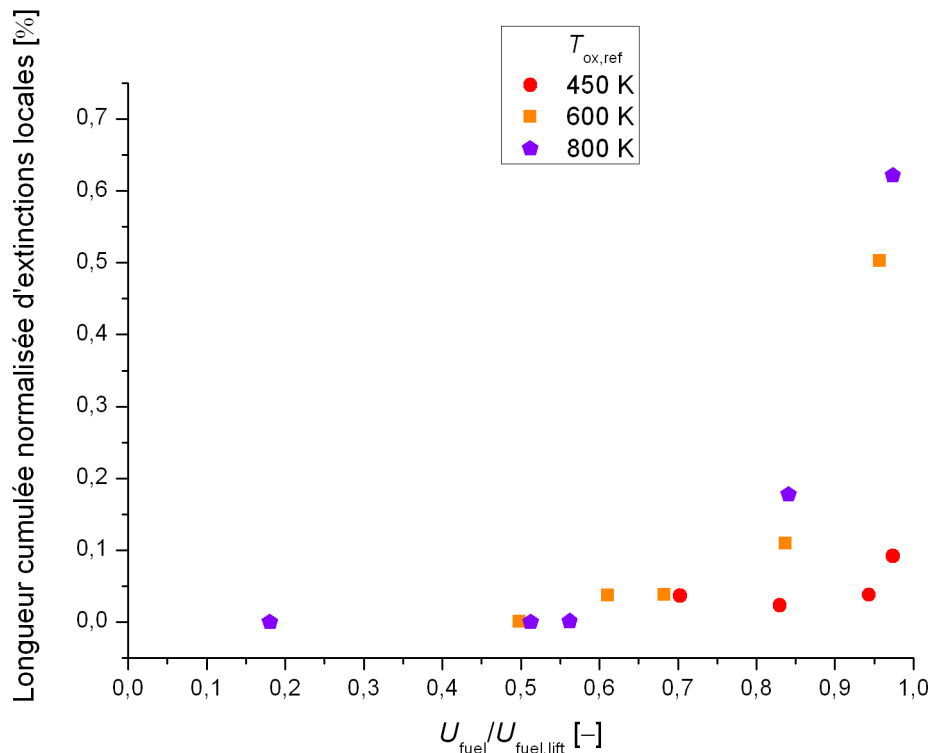


Fig. III.25 : Longueur cumulée normalisée d'extinctions locales en fonction du préchauffage et du rapport de la vitesse d'injection à la vitesse de suspension.

D'autre part, l'occurrence d'extinctions locales augmente également avec l'accroissement de la température initiale des réactants. La thermique a ici pour effet principal de favoriser la stabilisation du bout de flamme proche de la lèvre du brûleur, notamment grâce à une diminution des temps caractéristiques de la chimie, et ceci même dans des conditions aérodynamiques plus extrêmes. Si le taux d'étirement global est accru sous ces vitesses d'injection élevées, son impact local est plus prononcé au niveau du point de rupture où la turbulence affecte le front. Une fois de plus, une telle analyse suppose une localisation bien particulière des extinctions locales.

Au vu de ces interrogations, il apparaît donc nécessaire d'élucider la question de la localisation de ces extinctions locales, à laquelle la fig. III.25 ne permet pas de répondre :

- Les extinctions locales se manifestent-elles à des endroits bien précis de la zone réactionnelle ?
- Leur position évolue-t-elle en fonction des conditions initiales de préchauffage et de vitesse d'injection ?

Afin d'apporter des réponses à ces questions, il est nécessaire de choisir de nouvelles grandeurs adaptées. Celles retenues ici sont le positionnement radial et axial du début (il s'agit ici de l'origine spatiale, et non temporelle) de chaque extinction locale identifiée sur les images (fig. III.24), une même image pouvant contenir plusieurs extinctions locales.

Les trois cas de préchauffage précédents, $T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$, 600 K et 800 K , sont retenus pour cette analyse, et les conditions aérodynamiques sont choisies dans chaque cas proches de la suspension ($U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 96\%–97\%$), dans l'optique d'établir un lien entre la localisation des extinctions locales et les deux mécanismes de décrochage identifiés. Afin de développer cette analyse statistique, les positions d'extinctions locales relevées sur des séries d'images enregistrées pour chacun de ces trois cas sont reportées sur la fig. III.26, rassemblées sur un même demi-espace ($|r|, z$)^{cc}. Afin de faciliter l'interprétation des résultats, les positions approximatives de la hauteur d'attachement H_a et du point de rupture sont également reportées sur cette figure. Cette dernière peut varier en fonction de plusieurs paramètres tels que le combustible [95], sa viscosité cinématique [205], le profil de vitesses d'injection [192] et bien entendu les conditions aérodynamiques [95,192,205,218], même si l'influence des différents paramètres s'atténue justement dès lors que les nombres de Reynolds du jet dépassent les valeurs classiques de transition vers la turbulence (> 2300). Pour les nombres de Reynolds du jet considérés ici (4300–5100), le point de rupture se situe à des distances axiales du brûleur z/D_i de l'ordre de 1 à 2,5–3 [95,205,218], valeurs en cohérence avec les observations faites en visualisation directe ou par chimiluminescence CH^* de la flamme. Même si l'expression « zone de rupture » pourrait être plus judicieuse faute de valeur précise, le terme « point de rupture » sera conservé par la suite pour décrire la zone axiale à laquelle la flamme perd son apparence laminaire, soit pour z compris entre $1D_i$ et $3D_i$.

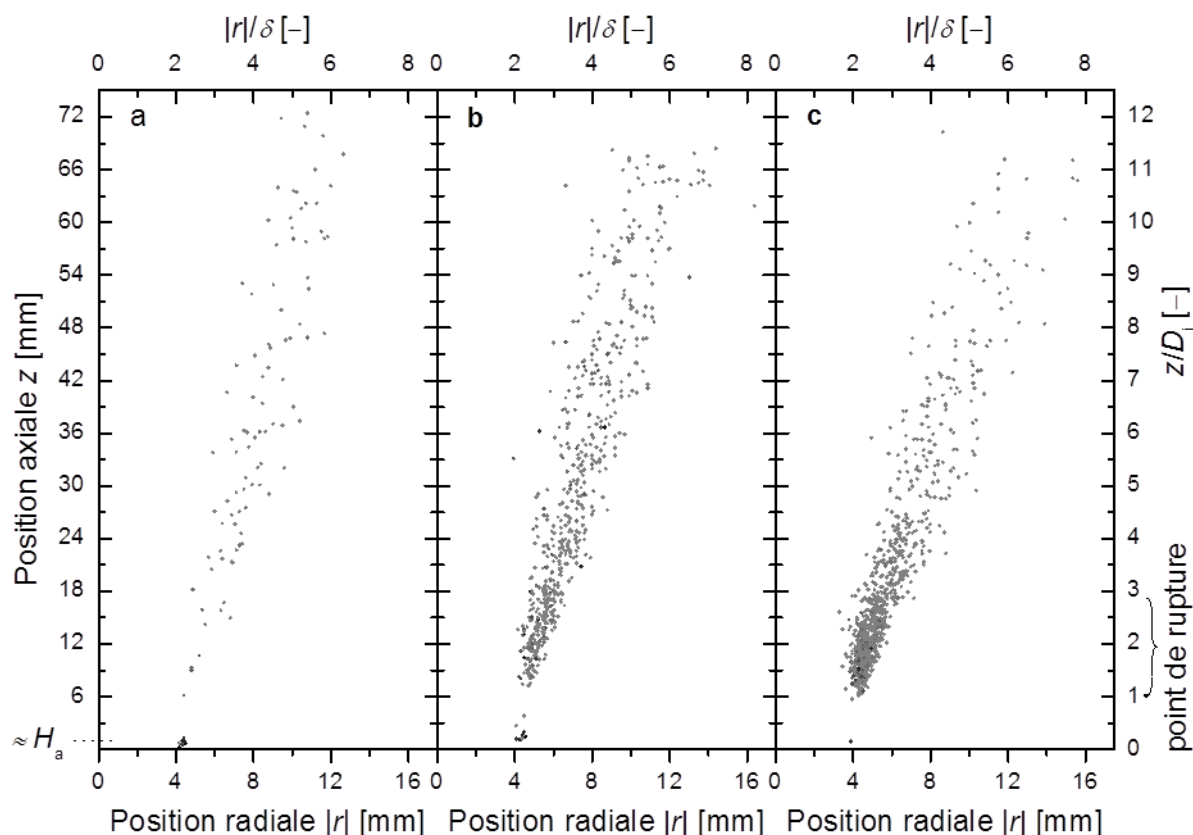


Fig. III.26 : Localisation de l'origine spatiale des extinctions locales dans des conditions précédant le décrochage ($U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 96\%–97\%$). (a) $T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$; (b) $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$; (c) $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$.

De manière immédiate, il apparaît à nouveau que l'élévation du préchauffage entraîne une augmentation de l'importance (évaluée ici en nombre) des extinctions locales. Mais l'intérêt de la

^{cc} L'incertitude, engendrée par cette superposition, sur la position radiale des extinctions locales est alors de $\pm 0,2 \text{ mm}$.

fig. III.26 réside surtout dans les autres interprétations qu'elle permet relatives à l'analyse de la répartition spatiale des extinctions locales, en lien avec les processus distincts de transition vers une flamme suspendue observés précédemment.

Tout d'abord, une similitude entre les trois cas de préchauffage est l'absence avérée d'extinctions locales entre les deux positions caractéristiques que sont la hauteur d'attachement et le point de rupture à $z/D_i \approx 1$, exception faite de deux cas particuliers à 600 K.

Pour une température de préchauffage faible ($T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$), des extinctions locales de la zone réactionnelle se produisent de façon globalement équivalente sur l'ensemble des positions axiales entre 1 et $12D_i$. Mais il faut surtout souligner un certain nombre d'images présentant une absence de zone réactionnelle dès le niveau de la hauteur d'attachement. Il a été montré que le processus de décrochage de type I, constaté à cette même température de préchauffage relativement faible, est initié à la base de la flamme, par un décrochage d'abord partiel de la lèvre. Les points concentrés à la hauteur H_a sur la fig. III.26a correspondent donc à autant de cas de décrochages partiels. Une fois atteinte la vitesse de décrochage, c'est l'un de ces phénomènes transitoires affectant la stabilisation du bout de flamme à proximité de la lèvre du brûleur qui conduira à la suspension globale de la flamme (fig. III.14).

Pour une température de préchauffage élevée telle que $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$, ces « absences de zone réactionnelle » dans la partie amont de la flamme (décrochages partiels) disparaissent quasi totalement. Si le nombre d'extinctions locales est pourtant considérablement accru, celles-ci se produisent en très grande majorité au niveau du point de rupture, soit axialement à partir de $1D_i$ et jusqu'à $3D_i$. Il semble donc que la très forte augmentation du nombre d'extinctions locales au point de rupture soit responsable de la coupure de flamme parfois observée sur les images de chimiluminescence enregistrées proche de la suspension à ce niveau de préchauffage (fig. III.17a) : l'absence de zone réactionnelle peut parfois s'étendre à tout le périmètre de la flamme au niveau du point de rupture, phénomène à l'origine du processus de décrochage de type II. Toutefois, la fig. III.26 ne donne qu'une information partielle dans le plan de coupe du laser, sans possibilité de distinguer si une extinction a été détectée sur la partie gauche ou droite de l'image ou les deux.

Pour une température de préchauffage intermédiaire à $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$, les deux phénomènes coexistent : les extinctions locales au point de rupture se multiplient de façon très prononcée (densification des occurrences dans la zone axiale $1-3D_i$) ; pour autant il existe encore de nombreux cas de décrochage partiel présentant une absence de zone réactionnelle dès la partie amont à proximité de la lèvre du brûleur. Ces deux catégories de phénomènes transitoires sont donc à l'origine de la « compétition » constatée entre les deux processus de décrochage distincts : type I initié à la base de la flamme ou bien type II initié au point de rupture.

L'évolution de la répartition spatiale des phénomènes transitoires d'extinctions locales est donc en accord avec l'évolution du processus de décrochage en fonction de la température initiale des réactants. Cependant, cette approche statistique (tant par la longueur, le nombre ou l'origine spatiale des extinctions locales) est susceptible de masquer d'autres caractéristiques, que seule une analyse détaillée de ces phénomènes transitoires est à même de révéler afin de vérifier la cohérence des interprétations qui viennent d'être proposées. De nouveaux questionnements sont ainsi avancés :

- les extinctions locales sont-elles toutes du même type ?
- les types d'extinctions locales rencontrés sont-ils fonction de leur position d'origine ?

Répondre à ces interrogations nécessite de corrélérer les positions d'extinctions locales caractéristiques observées ($z \approx H_a$; $1D_i \leq z \leq 3D_i$; $z > 3D_i$) aux images de LIF-OH, dont un examen attentif a permis de mettre en évidence trois principaux types de phénomènes d'extinctions locales.

Premier type d'« extinction locale »

Examinons tout d'abord les cas pour lesquels la ligne de visualisation OH débute loin en aval du brûleur, représentés sur la fig. III.26 par les points indiqués à des positions axiales directement à la hauteur d'attachement H_a . Un exemple représentatif d'une telle situation est reporté sur la fig. III.27a, confortant l'interprétation déjà faite qu'il ne s'agit pas à proprement parler d'« extinctions locales », mais que ces cas correspondent en réalité à des décrochages partiels. Ceux-ci sont dus au départ (incomplet) du bout de flamme de sa position de stabilisation au-dessus de la lèvre du brûleur, ainsi qu'illustré sur la fig. III.28. À cet instant, la position axiale du bout de flamme $z_{\text{bout-fl}}$ dépend de l'angle θ selon la position considérée le long du périmètre à $r = r_a$, ($z_{\text{bout-fl}} = f(\theta)$ où θ est l'angle du système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) rattaché au brûleur). Autrement dit, au point A sur la fig. III.28, non affecté par le décrochage partiel, $z_{\text{bout-fl}} = H_a$; au point M en revanche, le décrochage partiel se manifeste par $z_{\text{bout-fl}} > H_a$. Il se produit dans cette zone, localement éteinte, un mélange sans réaction [170], qui peut éventuellement permettre ultérieurement au bout de flamme de retrouver intégralement sa position de stabilisation à proximité de la lèvre du brûleur.

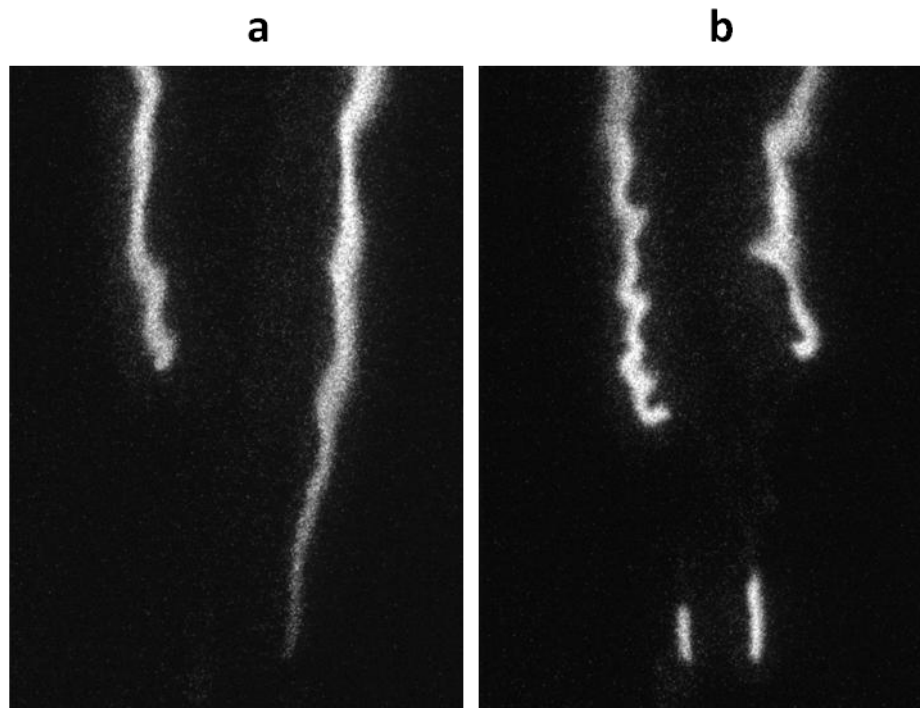


Fig. III.27 : Exemples d'images à $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 97\%$ représentatives du processus de transition vers une flamme suspendue. (a) $T_{\text{ox,ref}} = 450 \text{ K}$ ($U_{\text{fuel}} = 22,3 \text{ m.s}^{-1}$) : décrochage partiel ; (b) $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$ ($U_{\text{fuel}} = 58,7 \text{ m.s}^{-1}$) : extinctions locales au point de rupture.

Quelles que soient les conditions, une partie laminaire subsiste toujours en amont de la flamme proche du brûleur ($H_a - 1D_i$) ; cette zone n'est que très rarement l'origine spatiale apparente des extinctions observées (fig. III.26). Il est possible d'expliquer les deux occurrences visibles sur la fig. III.26b comme une capture de la fin (temporelle) d'un phénomène transitoire de décrochage partiel. Les réactions ont « normalement » repris à la hauteur d'attachement, la source d'énergie nécessaire au rallumage ayant été fournie par les zones réactives voisines pour lesquelles le bout de flamme est resté stabilisé à proximité de la lèvre du brûleur, et le retour à l'état pleinement attaché de la flamme se produit alors de manière progressive.

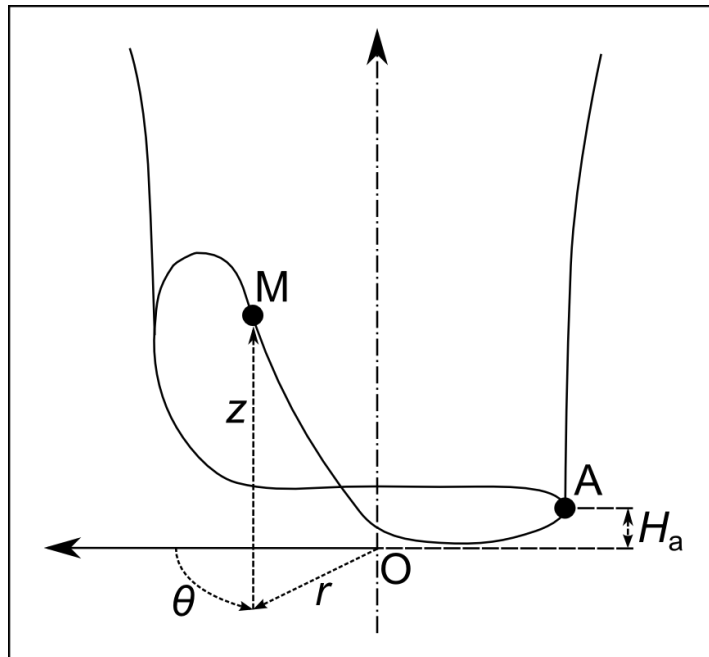


Fig. III.28 : Représentation schématisée 3D d'un décrochage partiel du bout de flamme.

Second type d'extinction locale

Une seconde catégorie d'extinctions locales regroupe celles ayant comme origine spatiale le point de rupture ($z = 1D_i - 3D_i$). Selon les cas, ces extinctions peuvent apparaître des deux côtés de l'image, et éventuellement sur une grande longueur (supérieure à plusieurs dizaines de mm), comme sur l'exemple de la fig. III.27b. Dans d'autre cas, la dimension de ces extinctions peut être plus réduite (cf. flèches jaunes, fig. III.29a,b). Dans tous les cas, cette catégorie d'extinctions locales est caractérisée par une ligne de visualisation OH d'apparence laminaire en amont (de l'extinction), tandis qu'elle peut présenter de nombreux plissements en aval avec d'importantes courbures de la zone de réaction. Les figs. III.25 et III.26 ont montré que la densification d'extinctions locales dans cette région du point de rupture se produisait avec l'augmentation des vitesses d'injection. Les gradients de vitesse correspondants sont alors nécessairement accrus, en particulier dans la zone du point de rupture, et entraînent des taux d'étirement élevés [239] notamment dus à la turbulence à petite échelle [21]. En outre, la transition vers la turbulence qui s'opère au point de rupture augmente significativement l'entraînement d'air et le mélange [195]. Il en résulte des taux de dissipation scalaire pouvant localement dépasser leur valeur critique, à l'origine de l'extinction locale de la zone réactionnelle [202].

Suite à l'extinction, la température diminue localement, ce qui entraîne, entre autres, une réduction de la diffusivité massique. De plus, le mélange rendu possible entraîne une diminution des gradients de fraction de mélange. Il en résulte une baisse du taux de dissipation scalaire [112], ce qui favorise alors un rallumage de la zone éteinte (fig. III.12). Différents mécanismes sont possibles pour un tel rallumage [104,199,200] :

- (i) advection des bords de la zone de réaction par l'écoulement à différentes vitesses ;
- (ii) propagation des bords de la zone de réaction l'un vers l'autre, se refermant sur la zone éteinte ;
- (iii) combinaison des mécanismes (i) et (ii) ;
- (iv) allumage de noyaux ou flammelettes indépendants (scénarii d'autoignition).

Prakash et al. ont noté que le soufflage global ou bien le rétablissement d'une flamme entièrement stable dépend largement de la fréquence d'extinctions locales et d'évènements de

rallumage [180]. Bien que l'étude de ces mécanismes de rallumage eût été intéressante en fonction de la localisation ou du type d'extinction locale et des conditions de préchauffage, cela n'a pas été réalisé dans le cadre de nos travaux, notamment en l'absence de résolution temporelle du diagnostic de LIF-OH utilisé. Néanmoins, d'autres études ont montré que le mode de rallumage le plus fréquent se faisait par propagation du bout de flamme formé de part et d'autre de l'extinction locale [199,200].

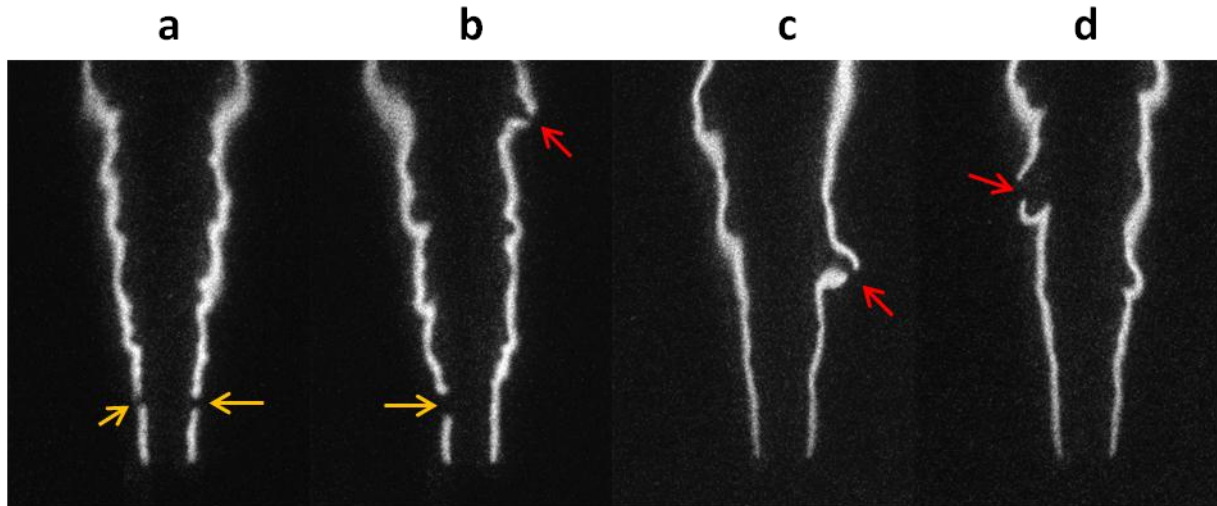


Fig. III.29 : Exemples d'extinctions locales, se produisant directement au point de rupture (a,b) ou suite à une courbure de la zone de réaction sous l'effet d'un tourbillon engendré par le jet combustible (b,c,d). (a,b) $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$, $U_{\text{fuel}} = 58,7 \text{ m.s}^{-1}$; (c,d) $T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$, $U_{\text{fuel}} = 31,4 \text{ m.s}^{-1}$.

Troisième type d'extinction locale

Les extinctions locales caractéristiques de la troisième catégorie identifiée se produisent suite à une courbure de la zone de réaction (cf. flèches rouges, fig. III.29b,c,d), vraisemblablement sous l'effet d'un tourbillon engendré par le jet combustible [110,117,140,210,233]. Dans un tel cas, outre les très fort taux d'étirement localement imposés par la courbure de la zone de réaction [140], les causes de l'extinction proviennent d'une redirection radiale des vecteurs vitesse [140,233], responsable de flux excessifs de CH_4 et radicaux CH_3 vers la zone de réaction, capables d'épuiser le vivier de radicaux OH, H et O, terminant ainsi les réactions en chaîne [140]. Une analyse plus précise des mécanismes nécessiterait des mesures simultanées de vitesses et d'un marqueur de la zone de réaction, suffisamment résolues dans le temps pour permettre le suivi de l'évolution des tourbillons et de leur interaction avec la flamme, ce qui n'a pas été réalisable avec nos moyens expérimentaux. Il faut par ailleurs noter que ce type d'extinctions locales intervient uniquement pour des positions axiales situées dans la partie aval de la flamme ($z > 3D_i$). Cette spécificité spatiale s'explique par l'absence de tourbillons de grande dimension dans la partie laminaire amont de l'écoulement ($z < 3D_i$), alors que de telles structures aux grandes échelles ont le temps de se développer dans la partie aval turbulente. Cette interprétation est confortée par la large plage de positions radiales pour lesquelles ce type d'extinction est observable à une position axiale donnée (fig. III.26), ce qui témoigne également du caractère fortement plissé que peut prendre la zone de réaction sous l'effet des nombreuses structures se développant dans l'écoulement. Enfin, cette catégorie d'extinctions locales est plus facilement identifiable sur les images de chimiluminescence CH^* , comme indiqué par les flèches bleues sur la fig. III.22.

Parallèlement à ces analyses, il est à noter que certains auteurs [112] se sont interrogés sur l'existence même d'une extinction locale, alors que les réactions de combustion pourraient n'avoir

jamais été initiées. Dans le cas d'un décrochage partiel (fig. III.27a), il est supposé que l'écoulement gazeux n'a en effet jamais connu d'état réactif, c'est pourquoi il est dans ce cas abusif d'utiliser le terme « extinction locale », auquel doit être préférée la terminologie « décrochage partiel ». Dans le cas apparent d'une flamme coupée en revanche (fig. III.27b), puisqu'il existe une zone réactive attachée à la lèvre du brûleur, il peut raisonnablement être estimé que la situation correspond véritablement à une extinction locale.

Cette étude a montré qu'une flamme attachée pouvait subir différents types de phénomènes transitoires affectant localement certaines régions privilégiées de la zone de réaction :

- (i) Des décrochages partiels dus à une déstabilisation du bout de flamme, sur un arc seulement de la lèvre du brûleur, qui entraînent donc localement un départ de la zone de réaction de sa hauteur d'attachement.
- (ii) Des extinctions locales dont l'origine spatiale se situe dans la zone du point de rupture, axialement entre $1D_i$ et $3D_i$, où les taux de dissipation scalaire sont supposés atteindre leurs valeurs les plus élevées avec la transition vers la turbulence dans la zone réactionnelle. Ce type d'extinctions locales est caractérisable par la séparation qu'il induit entre la zone de réaction d'aspect uniforme et sans plissement en amont et celle fortement plissée en aval.
- (iii) Des extinctions locales engendrées principalement suite à une courbure de la zone de réaction, sous l'effet de structures turbulentes responsables du plissement de la flamme en aval de l'écoulement ($z > 3D_i$).

La probabilité d'occurrence de ces phénomènes évolue en fonction des conditions initiales aérodynamiques, mais pas de la même façon selon le type de phénomène considéré et selon les conditions thermiques. En ce qui concerne les décrochages partiels, ils sont accrus à l'approche de la vitesse de suspension, mais seulement pour les températures initiales des réactants les plus faibles. En effet, l'augmentation du préchauffage diminue les temps caractéristiques de la chimie, ce qui agit en faveur de la stabilisation du bout de flamme derrière la lèvre du brûleur et fait disparaître les phénomènes de décrochages partiels. Cependant, les vitesses d'injections plus élevées qu'il est ainsi possible d'atteindre avec préchauffage diminuent également les temps caractéristiques de l'écoulement, en particulier au niveau du point de rupture où s'effectue la transition vers la turbulence, ce qui a pour effet d'augmenter les taux de mélange, d'étirement et de dissipation scalaire. Dans cette zone du point de rupture, suite à un dépassement d'une valeur critique du taux de dissipation scalaire, la probabilité d'occurrence d'extinctions locales, augmente avec la vitesse d'injection, et donc augmente également avec le préchauffage qui permet des vitesses d'injection plus élevées.

Ce sont ces deux phénomènes transitoires (i) et (ii) que l'on retrouve à l'origine des distincts mécanismes de transition d'une flamme attachée vers une flamme suspendue. Le processus de décrochage évolue en effet avec l'augmentation de la température initiale des réactants, en accord avec l'évolution constatée de la localisation privilégiée d'« extinctions ». Les faibles températures de préchauffage conduisent à un processus de décrochage initié à la base de la flamme par un décrochage partiel. À fort préchauffage en revanche, le décrochage est initié au point de rupture, où la flamme est d'abord coupée suite aux nombreuses extinctions locales, avant que ne disparaisse la partie amont qui résulte de cette coupure. Les deux processus se produisent simultanément pour des températures initiales intermédiaires.

III.3 Phénomène de flamme coupée

Les résultats obtenus dans le cadre d'une visualisation du processus de décrochage de la flamme et de son évolution en fonction de la température montrent qu'une flamme coupée stable peut exister pour une température initiale des réactants élevée dans certaines conditions de vitesse du jet combustible. Il nous a paru intéressant d'examiner plus en détail l'existence et les caractéristiques d'une telle flamme coupée.

L'étude réalisée a montré que cet « état » fait suite à une zone de transition apparaissant avec l'augmentation de la vitesse d'injection : des extinctions locales se produisent à la périphérie du jet, d'abord plus nombreuses, puis sur des zones spatialement plus étendues autour du point de rupture et des durées plus longues, de telle sorte que l'ensemble de la flamme et sa structure en sont affectées.

Dans le cas d'une flamme-jet, le point de rupture a été précédemment identifié comme une zone particulièrement sensible à de tels phénomènes d'extinctions locales. La littérature fait état de plusieurs circonstances pour lesquelles il n'y a plus d'émission visible sur toute la circonférence de la flamme au niveau du point de rupture, circonstances qu'il apparaît judicieux d'examiner pour comprendre la nature et les conditions d'existence d'une flamme coupée.

Ces différents cas sont ici subdivisés en plusieurs catégories (cf. fig. III.30), le premier critère de distinction portant sur le caractère transitoire ou permanent de cet état de flamme coupée :

- **(A)** Une **flamme transitoirement coupée**, qui n'est pas un état stable, correspondant au processus de décrochage de type II défini précédemment, initié au point de rupture [102,207,242] ;
- Un état permanent, au sein duquel il est possible de distinguer deux sous-catégories selon la présence ou non d'une zone de réaction en aval de la coupure :
 - **(B)** Une **flamme attachée résiduelle**, où seule se maintient la partie laminaire attachée en amont de la coupure [217,228] ;
 - **(C)** Une **flamme coupée stable** [78,195,228,244].

Chacune de ces trois catégories est détaillée ci-après dans l'intention de mieux comprendre quelle évolution de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques conduit à l'un ou l'autre des cas de flamme coupée observés dans notre étude.

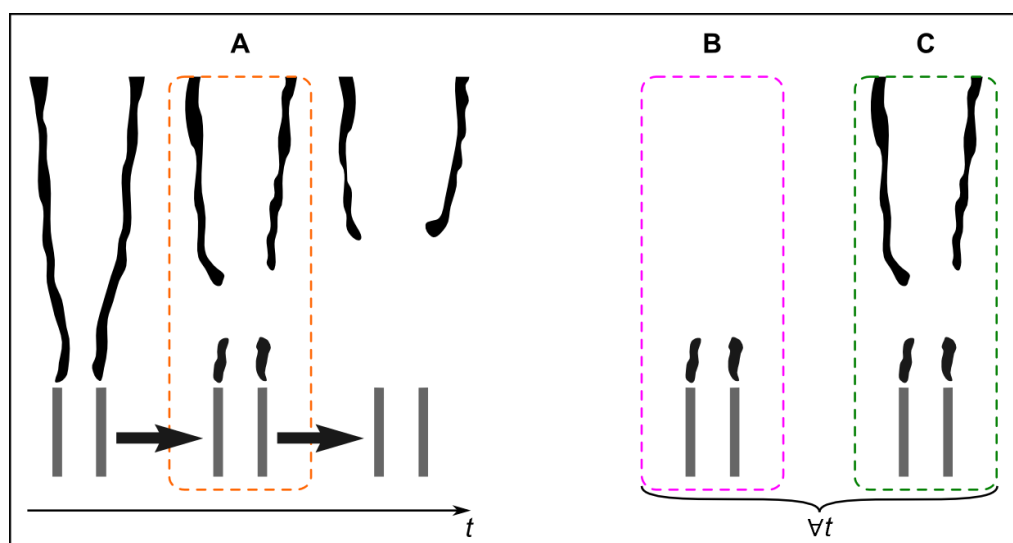


Fig. III.30 : Trois catégories de flammes présentant une absence de réaction dans la zone du point de rupture.

A – Flamme transitoirement coupée (processus de décrochage de « type II »)

Il existe une première catégorie de cas pour lesquels une flamme est coupée sur toute sa circonférence au point de rupture. Il s'agit du processus de décrochage initié par les extinctions locales au point de rupture, tel qu'il a été observé ici à $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$ (fig. III.17b) par exemple. Une flamme coupée apparaît alors de manière transitoire avant l'obtention du régime de flamme suspendue. D'autres études font état d'un tel processus transitoire [102,207,242], à partir desquelles il est possible de déduire que l'existence de ce processus de décrochage est particulièrement dépendante des conditions aérodynamiques. En effet, Takahashi et Schmoll [207] ont observé ce mécanisme de décrochage essentiellement lorsque la lèvre du tube d'injection est épaisse ($\delta = 2,4 \text{ mm}$). D'autre part, Iyogun et Birouk [102] ont eux constaté ce processus de décrochage uniquement pour des flammes initialement attachées sur des brûleurs de géométrie particulière : rectangulaire (fig. III.31), triangulaire équilatéral, carré, ainsi que circulaire convergent ; au contraire, les flammes attachées sur un tube à section constante ne présentent pas d'extinctions locales et se suspendent directement à partir de leur base.

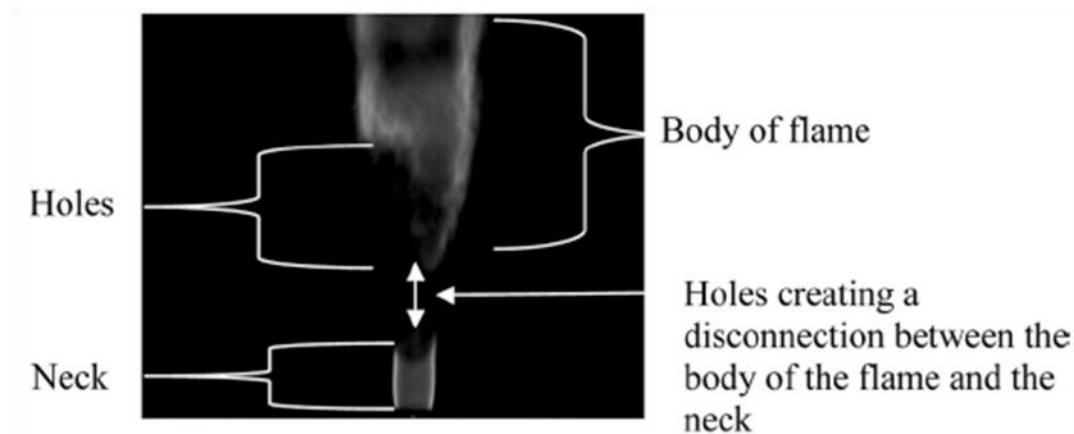


Fig. III.31 : Extinctions locales généralisées au point de rupture lors du processus de suspension de type II (méthane/air, brûleur à section rectangulaire) [102].

Au cours de ce processus de décrochage, une flamme transitoirement coupée est donc observée juste avant l'obtention du régime suspendu, avec une rapide disparition de la partie encore attachée, attribuée par Wyzgolik et Baillot [242] à des effets thermiques également responsables de la suspension globale de la flamme. Ce processus de décrochage n'a été observé qu'avec du méthane comme combustible, ce qui conduit Takahasi et Schmoll [207] à conférer son existence au faible taux de réaction de ce combustible et surtout à sa concentration stœchiométrique (9,5% en volume dans l'air) élevée (pour un hydrocarbure), contraignant ainsi la zone de réaction à des positions radiales au plus proche de la couche de cisaillement, et la rendant donc plus sujette aux perturbations aérodynamiques induites par la turbulence de l'écoulement du jet interne.

B – Flamme attachée résiduelle

Dans d'autres cas, la disparition de la zone réactionnelle à partir du point de rupture est pérenne. Il peut même arriver que la partie turbulente aval s'éteigne, laissant uniquement une courte portion de flamme laminaire stabilisée proche du brûleur et qualifiée ici de « flamme attachée résiduelle »^{dd} [217,228]. La littérature montre encore une fois que l'aérodynamique est primordiale,

^{dd} Cette expression est une traduction de la terminologie anglophone utilisée par ces auteurs pour décrire ce phénomène : *residual rim flame*.

puisque Vranos et al. [228] n'ont remarqué de telles flammes que pour des brûleurs aux lèvres suffisamment épaisses, auxquels ils attribuent l'existence d'une recirculation derrière la lèvre permettant la stabilisation du bout de flamme résiduelle malgré les vitesses élevées d'injection. Toutefois, les propriétés réactives des écoulements gazeux réactants ont également un rôle crucial dans cette situation. En effet, des flammes attachées résiduelles n'ont été rencontrées qu'avec des réactants qui permettent une vitesse de propagation élevée : hydrogène/air [217,228], ainsi que gaz de ville/air (fig. III.32) mais uniquement au-delà d'une température de préchauffage de 600 K [217].

L'extinction de la flamme en aval est attribuée par Takeno et Kotani [217] à l'accroissement brutal des taux de transfert de masse et de chaleur au point de rupture, excédant alors le taux de réaction chimique. Quant au maintien de la partie amont, il est dû à une stabilisation favorisée du bout de flamme attachée, attribué d'une part à des effets aérodynamiques dus à l'existence d'une zone de recirculation mise en évidence par Vranos et al. [228] dans le sillage immédiat des brûleurs à lèvre épaisse, et d'autre part à des effets thermiques suite à l'élévation de température de la lèvre chauffée par la flamme [217].

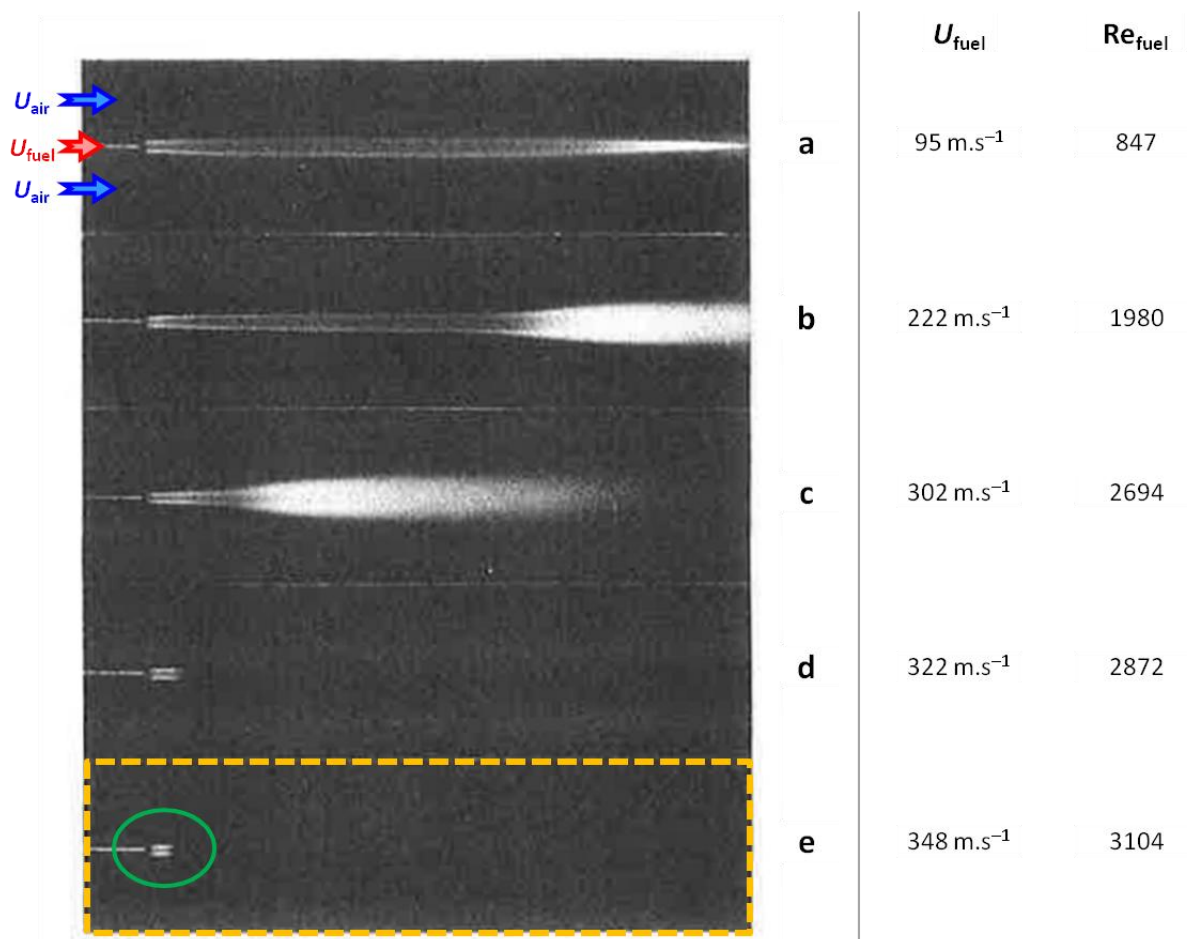


Fig. III.32 : Extinctions locales généralisées au point de rupture lors d'un cas (e) de flamme attachée résiduelle (gaz de ville/air, $U_{\text{ox}} = 15 \text{ m.s}^{-1}$; $T_{\text{ox}} = 810 \text{ K}$), d'après [217].

C – Flamme coupée stable

Le troisième type d'extinctions locales généralisées au point de rupture rencontré dans la littérature correspond à une flamme coupée stable [78,195,228,244], également observée ici dans des conditions de vitesse et de température ($T_{\text{ox,ref}} > 850 \text{ K}$) telles qu'hachurées sur la fig. III.6. Une telle flamme comporte une partie amont laminaire similaire à la flamme résiduelle attachée, et une partie

aval turbulente, qui subsistent toutes deux en régime établi sans émission visible entre les deux (fig. III.33a). Il n'y a pas davantage d'émission de chimiluminescence du radical CH^* (fig. III.33b), pas plus qu'il n'y a de radicaux OH ou OH^* (fig. III.33c) détectables dans cette portion éteinte entre les deux zones réactives. Dans chacun des cas mentionnés, les flammes coupées sont précédées d'extinctions locales au point de rupture, dont le nombre augmente avec la vitesse d'injection du combustible jusqu'à l'obtention d'une flamme coupée stable. Une augmentation plus poussée de la vitesse du jet combustible conduit alors à une flamme suspendue [78,228,244] ou une flamme attachée résiduelle [228].

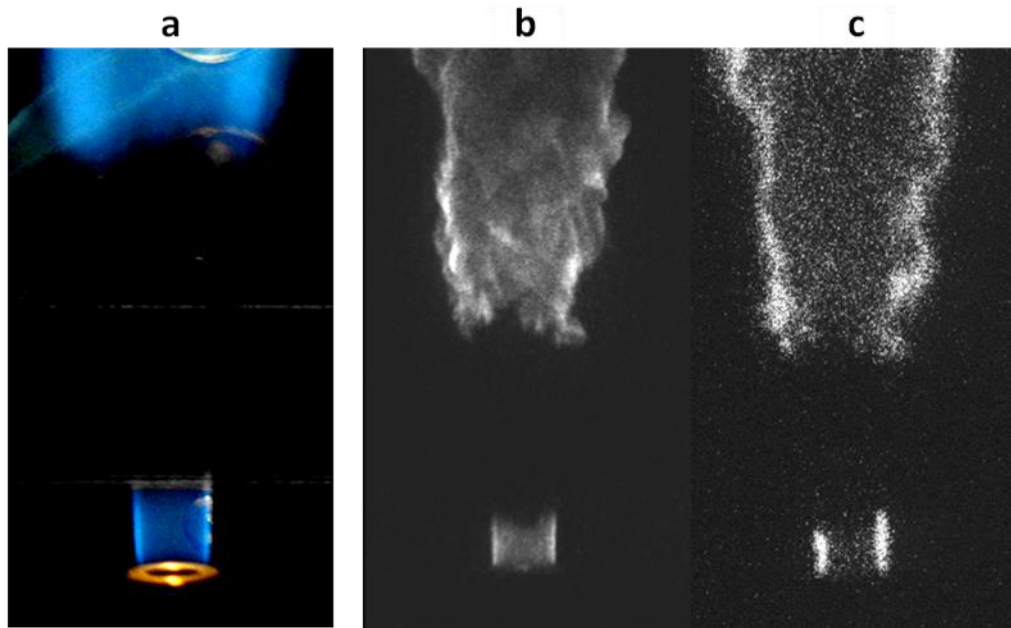


Fig. III.33 : Exemples d'images de flamme coupée ($T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$). (a) Visualisation directe^{ee} ; (b) Chimiluminescence CH^* ; (c) PLIF- OH^* . (b,c) Images simultanées.

Une fois de plus, ce phénomène semble guidé en premier lieu par l'aérodynamique, puisqu'il a été détecté par Shekarchi et al. [195] avec un profil de vitesse développé (fig. III.34) mais pas avec un jet au profil plat. Cependant, comme précédemment, les propriétés chimiques des réactants restent également prépondérantes, puisque Günther et al. [78] ont observé des flammes coupées en utilisant du gaz naturel en mélange avec de l'hydrogène, mais pas en utilisant du gaz naturel pur pour lequel l'augmentation de la vitesse du jet conduit à la suspension de la flamme sans la couper. L'utilisation d'hydrogène dans les travaux de Günther et al. [78] ou de Vranos et al. [228] conduit à s'interroger sur le rôle éventuel d'effets de diffusion préférentielle dans le phénomène de flamme coupée. Cette hypothèse est écartée par les observations de notre étude et celles reportées dans la littérature avec du propane [195] ou du méthane [244] purs.

Les différentes configurations de coupure de flamme rencontrées dans les études citées ci-dessus ont permis de mettre en exergue l'importance des conditions tant aérodynamiques (épaisseur de la lèvre, profil de vitesse initiale du jet et donc épaisseur des couches limites aérodynamiques) que

^{ee} La luminosité des couleurs de la photographie a été modifiée pour s'affranchir au mieux des reliefs et contrastes de la paroi de la chambre de combustion en arrière-plan.

^{ff} Le temps d'exposition de l'image de LIF-OH, ici volontairement choisi plus long que celui strictement nécessaire à récupérer le signal de fluorescence du radical OH excité par laser, permet de recueillir simultanément un signal de chimiluminescence OH^* , aisément identifiable malgré un rapport signal sur bruit relativement faible tout en restant distinguable du signal OH plus intense.

thermochimiques (propriétés réactives du combustible, température initiale des réactants). De fait, dans le cas qui nous intéresse ici, une flamme coupée stable n'est observée que lorsque le niveau de préchauffage des réactants est supérieur à 800 K, et que la vitesse d'injection du combustible atteint une valeur élevée à laquelle correspond un taux d'étirement global important. Il a été vu qu'à l'approche de ces conditions, la probabilité d'occurrence d'extinctions locales dans la zone du point de rupture augmente très fortement. Il s'agit alors de comprendre si la flamme coupée stable qui s'établit par la suite résulte ou non d'une généralisation d'extinctions locales au point de rupture. Il convient pour cela de s'intéresser plus particulièrement à ses caractéristiques et conditions d'existence.

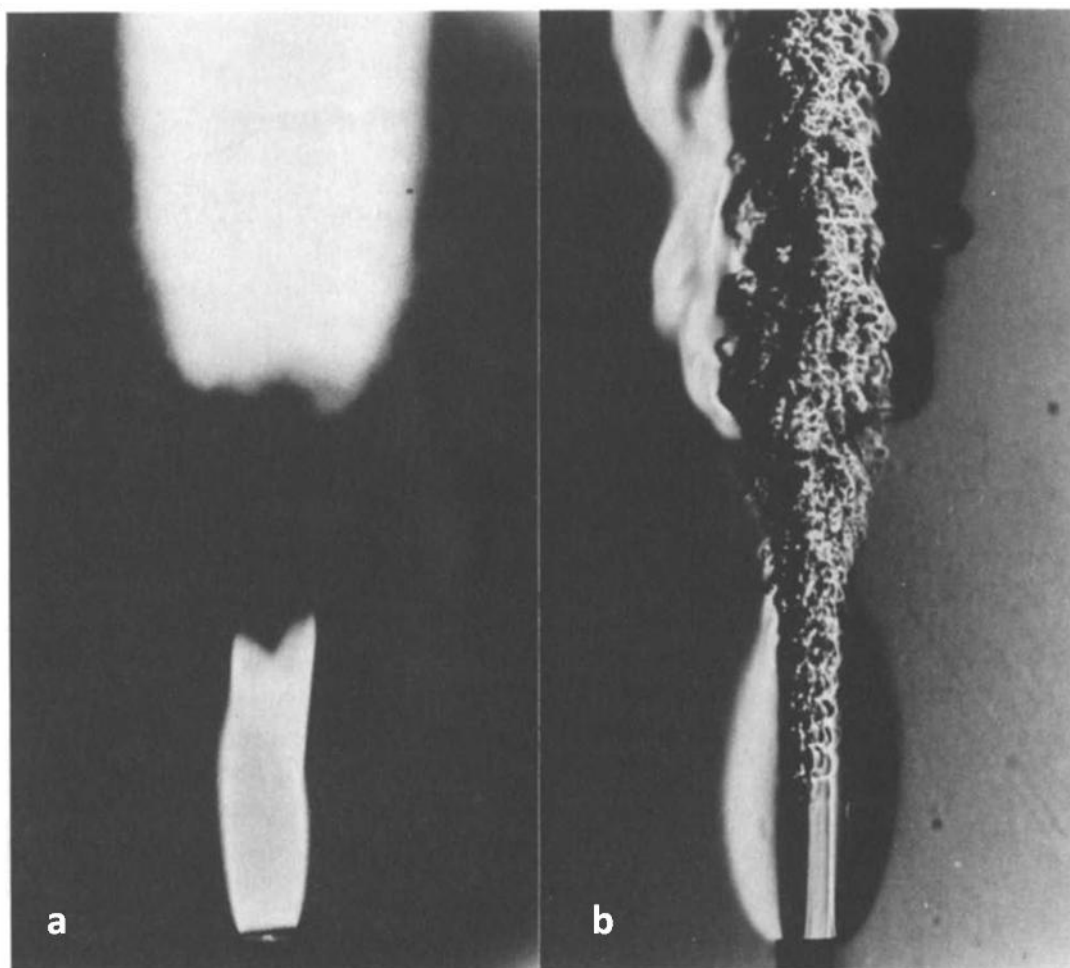


Fig. III.34 : Extinctions locales généralisée au point de rupture lors d'un cas de flamme coupée stable (propane/air, $U_{\text{fuel}} = 17 \text{ m.s}^{-1}$) [195]. (a) Visualisation directe ; (b) Ombroscopie.

Le choix a été fait ici de conserver le paramètre de préchauffage constant à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$; en effet, ce niveau de préchauffage présente une flamme coupée stable sur une gamme relativement importante de vitesses du jet combustible. Cette dernière est alors le paramètre variable de l'étude, afin de suivre l'évolution des caractéristiques d'une flamme coupée en fonction des conditions aérodynamiques.

Il est nécessaire, pour étudier plus en détail une flamme coupée, de définir certaines grandeurs. S'il est habituel de caractériser les zones réactives d'une flamme, il semble aussi intéressant dans ce cas de s'intéresser aux zones apparemment non réactives qui témoignent des interactions entre la flamme et son « environnement ». Les grandeurs retenues sont alors déterminées à partir d'images de chimiluminescence CH^* : il s'agit de la longueur de la partie attachée L_A , de la hauteur de stabilisation de la partie décrochée H_D et de la longueur de coupure $L_C = H_D - L_A$, telles qu'illustrées dans la

fig. III.35. La chimiluminescence CH^* , qui intègre l'intensité lumineuse sur l'ensemble du chemin optique, a été ici préférée à la LIF-OH qui n'apporte des informations que dans le plan de coupe du laser. En effet, une image de LIF-OH présentant une flamme en apparence coupée n'apporte pas de certitudes quant à l'absence de zone de réaction dans la zone du point de rupture sur le reste du contour de la flamme ; cette possibilité est écartée sur une image de chimiluminescence CH^* . Une façon de juger de la transition entre des phénomènes transitoires d'extinctions locales au point de rupture et une flamme coupée stable est alors de déterminer le pourcentage d'images présentant une coupure apparente au point de rupture.

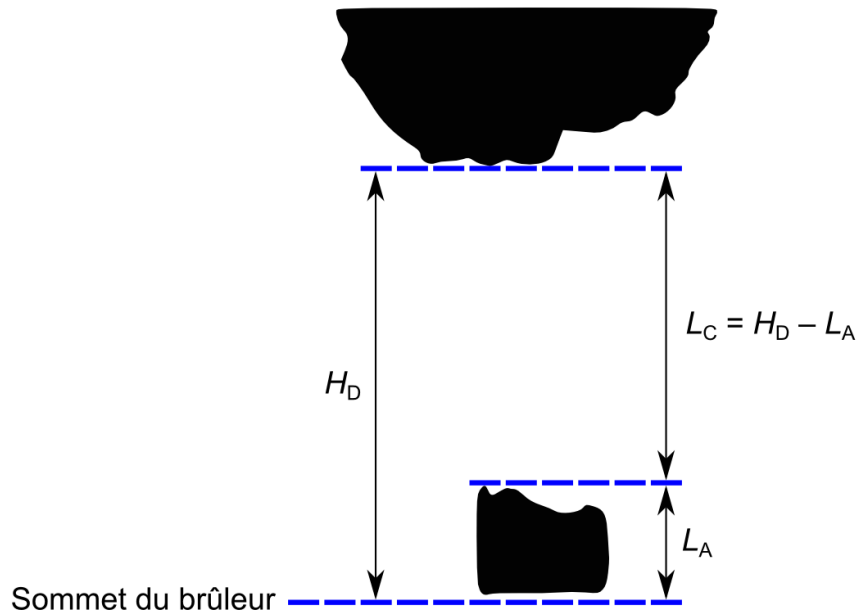


Fig. III.35 : Illustration des dimensions caractéristiques d'une flamme coupée.

Suivant cette démarche, les dimensions caractéristiques retenues et le pourcentage d'occurrence de coupure ont été déterminées à $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$ par augmentation de la vitesse d'injection (la température du jet combustible diminue dans le même temps d'environ 900 K à 850 K). Les résultats sont reportés sur la fig. III.36, où quatre régions se distinguent globalement, selon le pourcentage d'images présentant une coupure de flamme : flamme intégralement attachée (à gauche de l'axe des ordonnées), flamme coupée de manière intermittente, flamme coupée stable et flamme suspendue.

En deçà d'une vitesse de jet $U_{\text{fuel}} = 88 \text{ m.s}^{-1}$ (ce qui correspond à 90% de $U_{\text{fuel,lift}}$ dans ces conditions expérimentales), même si nombre d'extinctions locales peuvent être observées, la flamme reste entièrement attachée (aucune image ne présente de coupure apparente).

Pour une vitesse du jet combustible U_{fuel} comprise entre 88 m.s^{-1} et 95 m.s^{-1} (soit 90 à 97% de $U_{\text{fuel,lift}}$), le pourcentage d'occurrence de coupure de flamme augmente avec la vitesse d'injection : les extinctions locales se généralisent au niveau du point de rupture et conduisent à une coupure de la flamme. Cette région présente donc une flamme coupée de manière intermittente, tel qu'il avait été observé dynamiquement préalablement à la suspension pour $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$ (fig. III.17a). Cette flamme coupée présente donc différents cas de connexion entre la partie attachée et la partie décrochée, qui se manifestent par l'absence ou la présence d'une zone de réaction. Certains de ces cas sont illustrés par quelques images représentatives à $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 95\%$ sur la fig. III.37a et b. Avec l'élévation de la vitesse du jet combustible, il est d'une part plus fréquent d'observer une coupure de flamme, et d'autre part cette coupure, quand elle se manifeste, voit sa longueur croître. Cela se traduit alors par une

relative diminution de la longueur de la partie encore attachée au brûleur L_A et une augmentation correspondante de la hauteur entre le brûleur et la partie décrochée H_D . Ainsi, par rapport aux premières coupures au point de rupture situées 14 mm au-dessus du brûleur, la partie accrochée décroît progressivement à proximité du brûleur (L_A ne mesure plus que 10 mm pour $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} = 96\%$), tandis que la partie décrochée se stabilise au fur et à mesure plus en aval ($H_D \approx 20$ mm pour $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} = 96\%$).

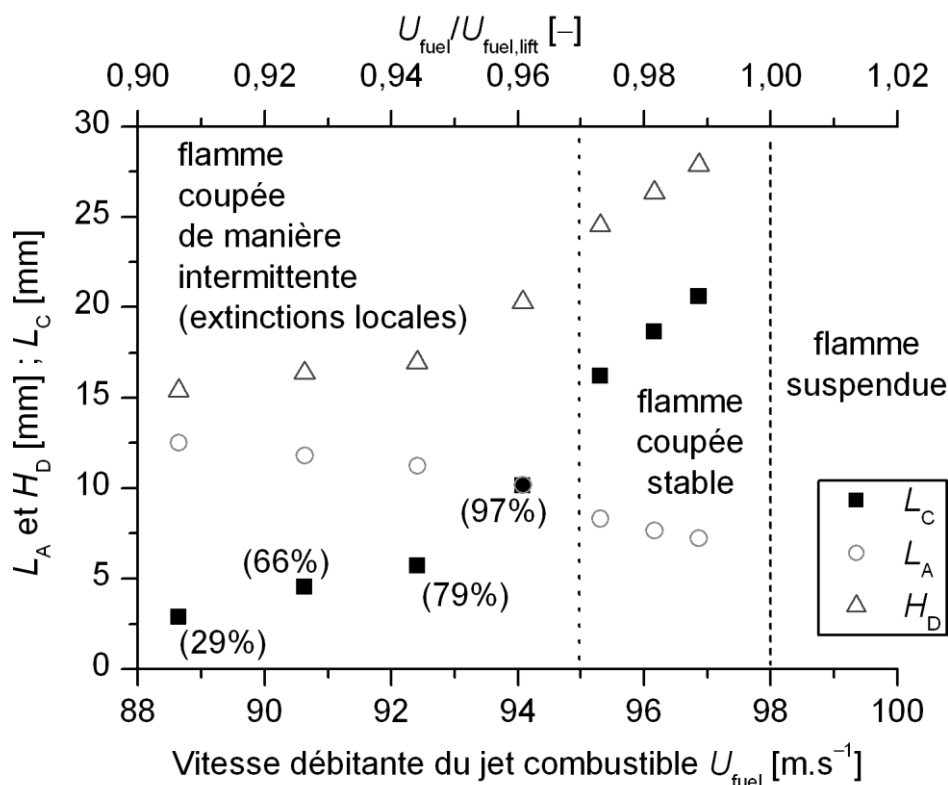


Fig. III.36 : Évolution des dimensions caractérisant une flamme coupée pour une vitesse d'injection approchant la suspension. Les pourcentages d'occurrence de coupure sont indiqués dans la région de flamme coupée intermittente. $T_{\text{ox}} = 995$ K ; $T_{\text{fuel, lift}} = 845$ K ; $U_{\text{ox}} = 1,66$ m.s⁻¹.

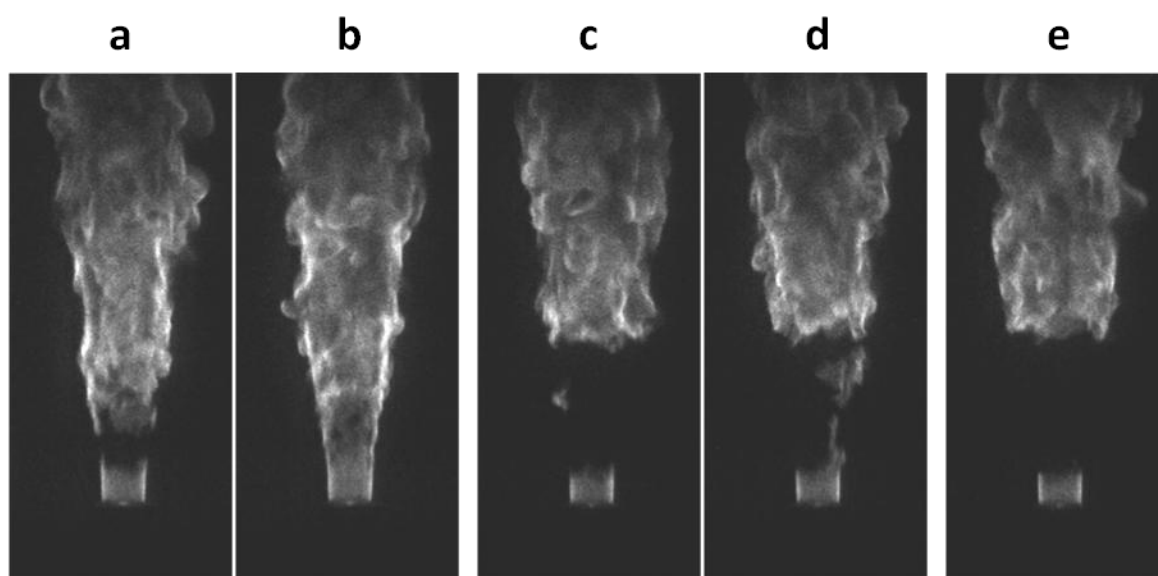


Fig. III.37 : Exemples d'interaction entre les parties attachée et décrochée pour différents cas de la fig. III.36. (a,b) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} = 95\%$; (c,d) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} = 97\%$; (e) $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} = 99\%$.

Quand la vitesse du jet combustible augmente davantage, les connexions entre les parties amont et aval de la flamme se font de plus en plus rares, tel qu'illustré sur la fig. III.37c et d par deux images représentatives à $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel,lift}} = 97\%$. Un régime stable de flamme coupée est alors établi entre $U_{\text{fuel}} = 95 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_{\text{fuel,lift}}$ (ici $98,0 \text{ m.s}^{-1}$). La longueur de la partie attachée L_A diminue plus fortement avec la vitesse du jet dans la région des flammes coupées stables : la coupure intervient de plus en plus proche du brûleur. À l'opposé, la partie décrochée se stabilise de plus en plus à l'aval du brûleur (H_D augmente fortement) quand la vitesse d'injection augmente. Il en résulte que la longueur de coupure L_C croît avec la vitesse d'injection de manière plus prononcée que dans la région des flammes coupées intermittentes.

Tel qu'il a été vu précédemment, cette diminution de la longueur de la partie attachée L_A avec la vitesse du jet combustible finit par conduire à sa disparition complète : au-delà de $98,0 \text{ m.s}^{-1}$, le régime classique de flamme suspendue est alors observé. La hauteur de suspension H_L correspond alors à celle de stabilisation de la partie précédemment décrochée de la flamme coupée H_D .

L'évolution avec la vitesse du jet des dimensions caractéristiques d'une flamme coupée qui vient d'être présentée nécessite d'être accompagnée d'une discussion sur les mécanismes physiques qui en sont à l'origine.

Il a été identifié que la transition vers la turbulence dans la zone du point de rupture augmente significativement les transferts de chaleur et de masse, et donc le mélange, et conduit à des taux d'entraînement d'air élevés dans la couche de cisaillement. Il en va de même pour les produits de combustion, qui subissent des taux d'entraînement parfois plus élevés que leur production au sein de la flamme [195,217]. Il s'ensuit un rapprochement de la zone de réaction vers la couche de cisaillement, où les taux de dissipation scalaire augmentent fortement et présentent des dépassements de la valeur critique (au-delà de laquelle les pertes thermiques excèdent le taux de dégagement de chaleur) conduisant à des extinctions locales qui dépendent de l'évolution spatio-temporelle du taux de dissipation scalaire. Avec l'augmentation de la vitesse d'injection, ces dépassements, d'abord localisés, sont observés plus fréquemment et avec davantage d'amplitude ; il en résulte une généralisation des extinctions locales dans cette zone du point de rupture, qui se traduit sous la forme physique d'une flamme coupée.

Si la flamme coupée résulte donc de l'impossibilité de brûler les réactants à la vitesse à laquelle ils arrivent (il s'agit donc d'un cas de chimie limitante dans la zone du point de rupture), il reste encore la question de la stabilisation de la partie décrochée, qui distingue une flamme coupée (cas C) d'une flamme attachée résiduelle (cas B).

En aval du point de rupture, le taux d'étirement, et par là même le taux de dissipation scalaire, diminue ensuite vers l'aval avec l'expansion du jet [244]. Cette diminution du taux de dissipation scalaire est favorisée par le mélange qui peut se réaliser entre oxydant et combustible dans la zone devenue non réactive, diminuant ainsi les gradients de fraction de mélange, ainsi que par la diminution du coefficient de diffusivité massique avec l'abaissement de la température.

Dans le cas d'une flamme attachée résiduelle, les vitesses d'injection particulièrement élevées sont telles que le retour du taux d'étirement en deçà de sa valeur critique ne se produit que très loin en aval. Le jet combustible et l'écoulement oxydant coaxial sont alors en grande partie prémélangés, de telle sorte que lorsque le taux de dissipation scalaire finit par décroître en deçà du taux critique suffisamment en aval, le combustible est très largement « dilué » par l'air. Il n'y a alors plus nécessairement de position qui satisfasse aux critères de stabilisation basés à la fois sur un équilibre

des vitesses d'écoulement et de flamme (partiellement) prémélangée et sur un équilibre en termes de taux d'étirement (conditions aérodynamiques et limitations chimiques).

Dans le cas d'une flamme coupée, en revanche, la différence est ici interprétée par la possibilité d'obtenir une flamme suspendue dans les mêmes conditions aérodynamiques (de vitesse d'injection) que la flamme coupée stable, comme le montre la zone d'hystérésis, [78,195]. Cela signifie que des conditions de stabilisation sont réunies pour une flamme suspendue, donc *a fortiori* pour la partie décrochée d'une flamme coupée. Lorsque le taux de dissipation redescend suffisamment en-deçà de sa valeur critique, la combustion est donc de nouveau rendue possible, permettant à la partie décrochée de la flamme de se stabiliser à la hauteur H_D .

En résumé, le taux de dissipation scalaire augmente brusquement au point de rupture et devient supérieur à sa valeur critique d'extinction à l'extrémité aval de la partie attachée, en moyenne autour de L_A . Sur toute la longueur de coupure L_C , le taux de dissipation scalaire reste globalement supérieur à sa valeur critique.

En réalité, le taux de dissipation scalaire est une variable aléatoire de l'écoulement, qui peut parfois être approximée par une distribution lognormale [170]. Ce sont ses fluctuations qui conduisent, pour des vitesses du jet plus faibles, à l'observation d'extinctions locales, et pour des vitesses du jet plus élevées dans la région des flammes coupées stables, à l'observation de phénomènes de transport d'une poche réactive entre les parties attachée et décrochée de la flamme coupée, tel qu'illustré ici sur la fig. III.38a. En fonction des valeurs locales de vitesses, de fractions de mélange et de taux d'étirement à la périphérie d'une telle poche réactive durant son trajet, elle peut soit s'éteindre (fig. III.38b), soit s'étendre comme c'est le cas sur la fig. III.38a, où la vitesse apparente (donc sans distinction des effets d'advection, de propagation ou de rallumage) moyenne du bout de flamme amont (par rapport à l'écoulement, c'est-à-dire la limite inférieure de la poche réactive sur l'image) vaut 4 m.s^{-1} , valeur inférieure à la vitesse apparente moyenne du bout de flamme aval de la poche réactive (7 m.s^{-1}).

En aval de la zone de coupure enfin, le taux de dissipation scalaire décroît progressivement jusqu'à diminuer de nouveau globalement en deçà de sa valeur critique, permettant à la partie aval de la flamme de se stabiliser à H_D .

Au vu des observations expérimentales et de l'analyse menée dans ce travail, la flamme coupée apparaît donc comme une généralisation d'extinctions locales dans la zone du point de rupture. Cette coupure apparaît pour des vitesses d'injection élevées lorsque la valeur critique du taux de dissipation scalaire local est régulièrement dépassée. Mais le maintien d'une flamme coupée stable nécessite en outre que deux conditions supplémentaires soient réunies. Il faut en effet que les conditions de stabilisation soient satisfaites d'une part pour la partie décrochée en aval du point de rupture, après relaxation des taux de dissipation scalaire, mais d'autre part également pour le bout de flamme derrière la lèvre du brûleur, ce qui s'avère réalisable ici seulement pour un fort préchauffage. Si l'un ou l'autre de ces deux équilibres vient à être rompu, la situation évolue alors vers une flamme résiduelle attachée (soufflage de la partie décrochée), ou bien vers une flamme suspendue (disparition de la partie attachée).

Il est évident, à travers cette discussion, que l'existence d'un phénomène de flamme coupée est particulièrement sensible aux couplages aérothermochimiques et à leur évolution selon les régions de l'espace considérées. Si ce phénomène est largement conditionné par l'aérodynamique (profils de vitesses, géométrie de la lèvre du brûleur...) et qu'il est donc spécifique au brûleur, l'ensemble des

couplages aérothermochimiques doit en réalité être pris en compte dans l'analyse, de manière complémentaire aux explications plus purement aérodynamiques [195].

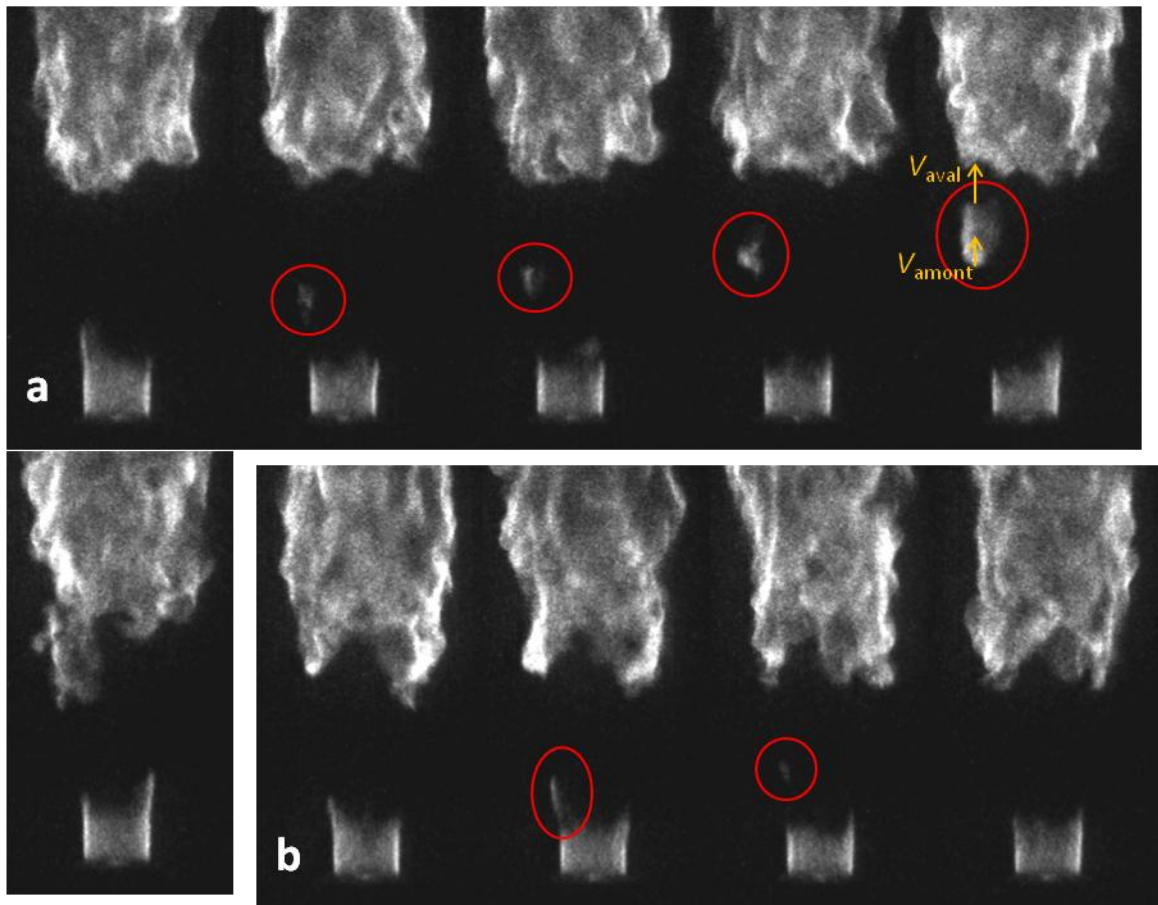


Fig. III.38 : Transport (a) ou extinction (b) d'une poche réactive entre les parties attachée et décrochée d'une flamme coupée

$(T_{ox,ref} = 1000 \text{ K}, T_{fuel} = 824 \text{ K}, U_{ox} = 1,6 \text{ m.s}^{-1}, U_{fuel}/U_{fuel,lift} = 98\%, \Delta t = 500 \mu\text{s}).$

L'étude des caractéristiques d'une flamme coupée obtenue avec fort préchauffage a montré que celle-ci évoluait, avec une augmentation importante de la vitesse d'injection, vers le régime classique de flamme suspendue, qu'il convient également de caractériser en présence de préchauffage.

III.4 Stabilisation des flammes suspendues

Même si ce chapitre est principalement dédié aux transitions entre les différents régimes de stabilisation, il est cependant nécessaire de caractériser les états stationnaires vers lesquels, ou bien à partir desquels, s'effectuent ces transitions. La stabilisation en régime de flamme attachée ayant déjà fait l'objet détaillé du chap. II, nous allons maintenant examiner la stabilisation en régime de flamme suspendue, afin de compléter la vision globale du mécanisme de stabilisation, nécessaire à la compréhension des transitions.

Les flammes suspendues ont fait l'objet, ces dernières décennies, d'une attention particulièrement soutenue et d'un très grand nombre d'études. Ceci est principalement lié à

l'importante discussion scientifique relative aux mécanismes de stabilisation de telles flammes. Différentes théories ont été proposées par nombre d'auteurs, chacune appuyée par force argumentaire et expériences [41,126,141,175]. La réponse à ce sujet encore controversé dépasse le cadre de cette thèse, et seuls seront abordés les éléments en lien avec la problématique thermique développée jusque là. Avec une approche comparable aux analyses déjà menées, la grandeur de référence dans ce cas sera la hauteur de stabilisation H_L , échelle caractéristique d'une flamme suspendue, définie comme la distance axiale séparant le bout de flamme de la lèvre du brûleur (Annexe C-2.3). C'est l'analyse de son évolution avec le préchauffage qui doit permettre d'apporter des éléments supplémentaires à notre compréhension déjà approfondie de l'importance relative des phénomènes aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation.

La hauteur de suspension a été mesurée par valeurs croissantes de la vitesse du jet à partir de la suspension pour différents niveaux de préchauffage (fig. III.39). Il apparaît que la pente des courbes $H_L = f(U_{\text{fuel}})$ donnant la hauteur de suspension en fonction de la vitesse du jet combustible diminue quand le niveau de préchauffage augmente, phénomène également constaté par Ruan et al. [188], Kim et al. [114] ou Choi et Chung [39]. Cela signifie qu'avec l'augmentation du niveau de préchauffage, l'impact d'un accroissement de la vitesse d'injection sur la position de stabilisation du bout de flamme suspendue est réduit. Autrement dit, une modification des conditions aérodynamiques a moins d'effets sur la stabilisation d'une flamme suspendue dès lors que la température initiale des réactants est plus élevée. L'importance relative des couplages aérothermochimiques change donc, ici aussi, selon les conditions aux limites thermiques.

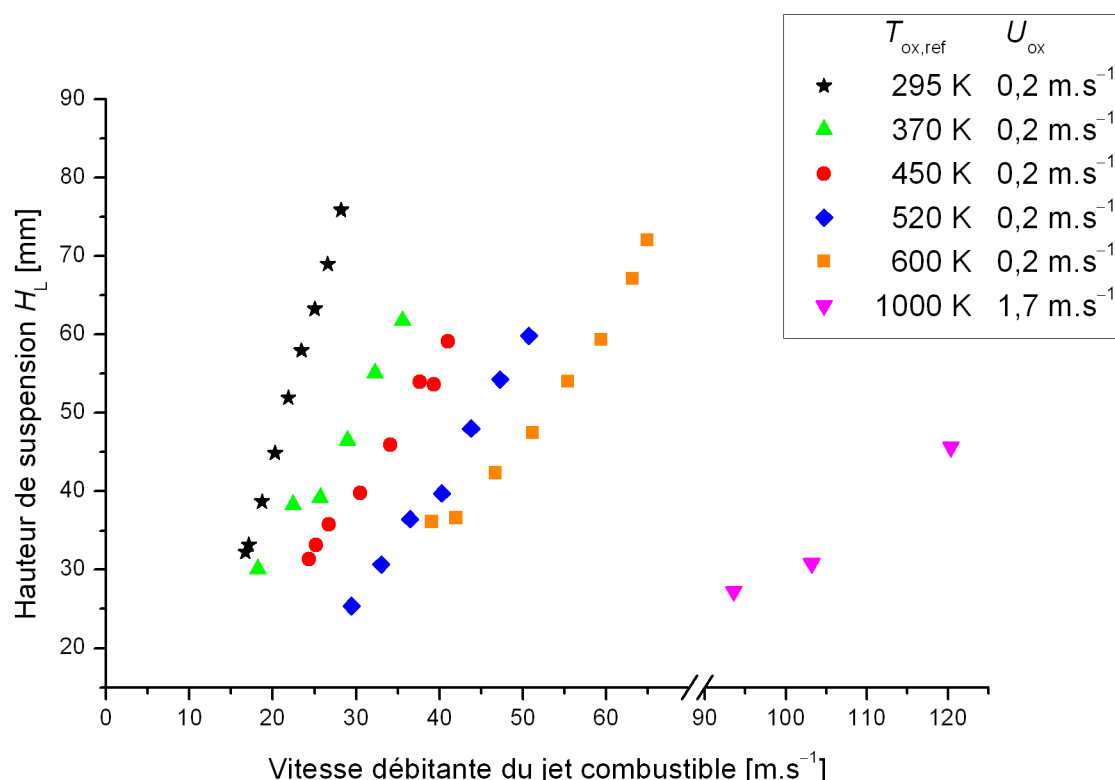


Fig. III.39 : Hauteur de suspension^{gg} mesurée en fonction de la vitesse débitante du jet combustible pour différents niveaux de préchauffage (brûleur ss-310 HT).

^{gg} La hauteur de suspension augmente avec la vitesse de l'écoulement coaxial U_{ox} [221].

Par ailleurs, à une vitesse donnée, la flamme se stabilise plus proche du brûleur quand le niveau de préchauffage est plus élevé. Cette évolution témoigne du caractère partiellement prémélangé de la flamme suspendue. Pour une telle flamme en effet, l'absence de zone réactionnelle entre la lèvre du brûleur et le bout de flamme stabilisé en aval dans l'écoulement, permet des conditions de mélange qui conduisent à une zone de composition locale comprise dans les limites d'inflammabilités. L'accroissement de la température initiale des réactants augmente alors la vitesse de propagation de flamme prémélangée, qui est donc la raison principale de ce rapprochement constaté vers l'amont. Ces observations confirment le rôle crucial des aspects propagatifs dans la stabilisation des flammes suspendues.

Dans la configuration étudiée, nous savons que si l'écoulement d'oxydant (air) est préchauffé directement, l'écoulement du jet combustible comme le tube constituant le brûleur le sont indirectement. Il peut alors sembler judicieux de vérifier que la modification constatée avec le préchauffage, de l'évolution de la hauteur de suspension en fonction de la vitesse d'injection, est bien due à l'augmentation de température initiale des réactants et non à une modification d'une interaction thermique (par transfert radiatif) entre la flamme suspendue et le brûleur ainsi préchauffé.

Cette interrogation est levée par des mesures de température de la lèvre du brûleur (fig. III.40), qui montrent que la flamme suspendue est thermiquement déconnectée du brûleur : la température de la lèvre est indépendante de la distance à laquelle se stabilise de la flamme suspendue, et suit simplement l'évolution de la température du jet combustible. L'influence du préchauffage sur la stabilisation d'une flamme suspendue provient donc bien d'une élévation de la température initiale des réactants, qui a pour effet de modifier les propriétés réactives des écoulements gazeux.

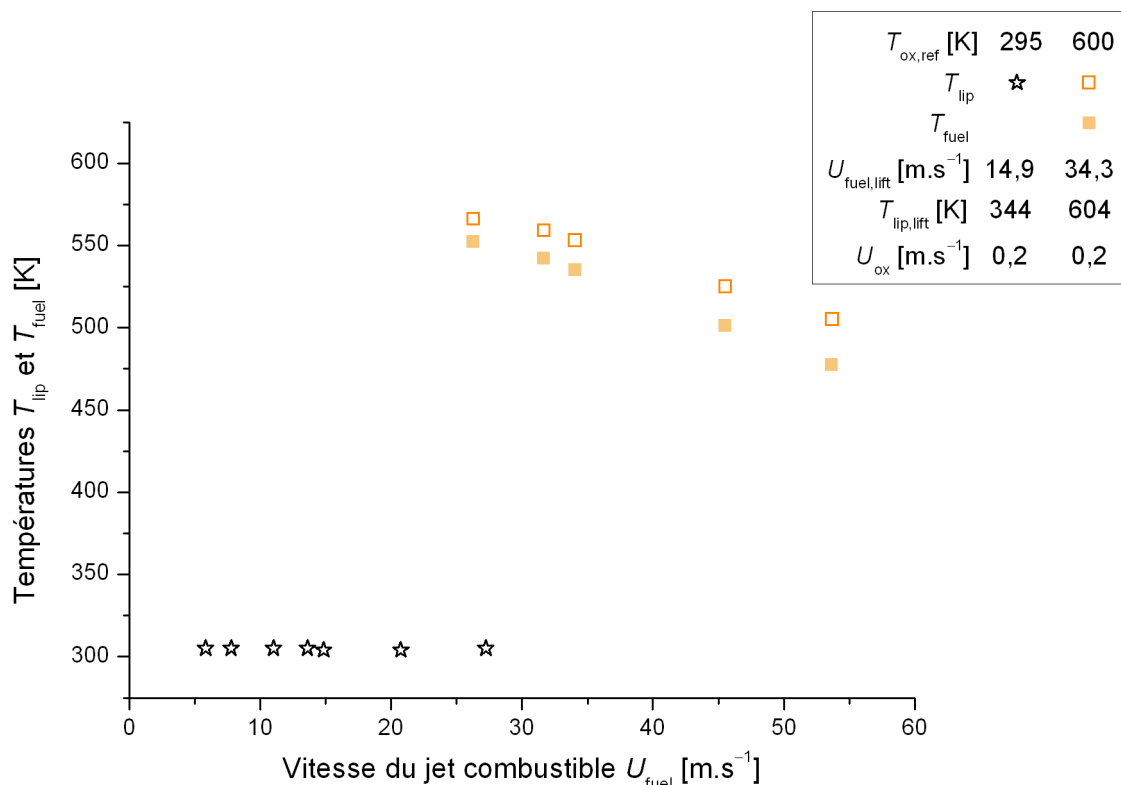


Fig. III.40 : Évolution de la température de la lèvre en fonction de la vitesse du jet pour une flamme suspendue (brûleur ss-310).

À travers cette étude, le rôle des propriétés réactives des écoulements gazeux réactants apparaît donc crucial, tant dans les mécanismes de stabilisation des différents régimes de combustion,

que dans les transitions entre ces régimes. En témoigne notamment l'importance des conditions aux limites thermiques, en particulier la température initiale des réactants, paramètre ayant une influence primordiale sur les propriétés réactives capable de modifier les équilibres avec les conditions aérodynamiques.

Afin de poursuivre cette analyse concernant la part des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques, et l'état stationnaire de la flamme suspendue ayant été caractérisé, il convient maintenant d'approfondir l'étude de la déstabilisation de la flamme par une modification des propriétés réactives sous l'effet d'un couplage dilution/préchauffage.

III.5 Couplage dilution/préchauffage

Via les couplages aérothermochimiques, le préchauffage modifie les propriétés réactives des écoulements gazeux réactants, affectant ainsi positivement la stabilisation de la flamme. Afin de confirmer ce rôle apparent de la cinétique chimique dans les mécanismes de stabilisation, il semble pertinent d'utiliser un autre moyen pour modifier les propriétés réactives. À cet effet, il est utile de combiner un préchauffage des réactants avec une modification de la composition de l'oxydant par ajout d'un diluant. Il s'agit là d'un ordre de complexité croissant dans la compréhension des couplages aérothermochimiques et de l'importance relative des différents phénomènes physiques.

L'objectif est alors d'analyser la réponse de la flamme du point de vue de sa stabilisation en limite de régime attaché, délaissant le domaine d'hystérésis pour à nouveau se concentrer seulement sur le décrochage d'une flamme-jet attachée.

Il est important de rappeler, à ce stade, que le traitement de cette problématique s'est inscrit dans le cadre du projet ANR STREAM, au cours duquel une démarche expérimentale a été élaborée conjointement entre les laboratoires CORIA et CETHIL. L'un des objectifs principaux était de découpler les différents effets engendrés notamment par des technologies de combustion utilisant une recirculation des gaz brûlés, dans lesquelles l'air est dilué par des fumées chaudes composées essentiellement d'azote, de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone. Une telle recirculation entraîne une modification notable des conditions thermiques (température initiale) et chimiques (composition) des écoulements réactants, avec des conséquences significatives sur les couplages aérothermochimiques et les mécanismes de stabilisation.

Ainsi, à l'aide de deux dispositifs expérimentaux jumeaux, une approche thermique (préchauffage seul) a été mise en œuvre au CETHIL et correspond aux résultats qui viennent d'être présentés dans la première section de ce chapitre (III.1). En parallèle, une approche chimique (dilution pure) a été réalisée au CORIA, dont les résultats ont conduit à de nombreuses publications par Min et al. [79,152–156], à partir desquelles plusieurs éléments importants ont été tirés, qui seront rappelés dans cette section.

Selon la logique adoptée, une fois les effets de dilution et de préchauffage identifiés de manière indépendante, c'est le couplage de la dilution et du préchauffage qui sera ici examiné. Ainsi, ce sont les résultats issus d'expérimentations communes conduites au CETHIL [155] qui font l'objet des analyses ci-après.

Avant d'étudier les effets couplés de la dilution et du préchauffage sur la stabilité de la flamme, rappelons-donc d'abord les principaux effets spécifiques de la dilution sur le décrochage des flammes attachées, largement détaillés par Min et al. [79,154–156].

Quelles que soient les conditions aérodynamiques, un décrochage de la flamme peut être obtenu par ajout d'un diluant à l'air, dès lors que celui-ci est en quantité suffisante pour atteindre un taux de dilution critique $(Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$. Ce taux de dilution critique, qui globalise les effets physico-chimiques spécifiques d'un diluant, a été identifié par Min comme un élément clef dans le mécanisme de décrochage imposé par la dilution [155]. Ce mécanisme de décrochage se caractérise par une compétition entre la dilution et l'aérodynamique, qui dépend en outre du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) du jet. Ainsi, un « renforcement » de l'aérodynamique (vitesses d'injection plus élevées) diminue le taux de dilution critique au décrochage.

Par ailleurs, différents diluants ont été testés par Min et al. [155], sélectionnés d'une part pour leur représentativité parmi les fumées pouvant être recirculées, et d'autre part pour leurs propriétés physico-chimiques différentes. En particulier, les capacités thermiques molaires sont distinctes pour l'azote (N_2), le dioxyde de carbone (CO_2) ou l'argon (Ar). Min et al. ont alors défini le paramètre K_{dil} comme le rapport entre le taux de dilution critique obtenu avec un diluant donné, par rapport à celui obtenu avec le CO_2 : $K_{\text{dil}} = (Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}} / (Q_{\text{CO}_2}/Q_{\text{air}})_{\text{lift}}$. Ce paramètre permet alors d'ordonner de manière relative les diluants, en fonction de l'intensité de l'impact de l'ajout du diluant. Ce coefficient est directement lié à la vitesse de propagation du bout de flamme $S_{\text{L,stb}}$, confirmée par Min comme un élément clef du mécanisme de stabilisation lors de la dilution de l'air [155].

La modification des couplages aérothermochimiques se poursuit ici par une approche couplée dilution/préchauffage. L'analyse proposée reprend les paramètres principaux précédents, à savoir la vitesse du jet combustible U_{fuel} et le niveau de préchauffage $T_{\text{ox,ref}}$. En complément, la composition de l'oxydant est modifiée par l'intermédiaire de l'ajout d'un diluant à l'écoulement d'air, en faisant varier tant sa nature que sa proportion (taux de dilution). Cette étude conserve les mêmes diluants que ceux employés à température ambiante dans les travaux antérieurs de Min et al. [79,154–156] : N_2 , CO_2 , Ar et un mélange $\{\text{CO}_2+\text{Ar}\}$, en proportion telle que sa capacité thermique molaire à pression constante $C_{P,m}$ soit égale à celle de l'azote. L'objectif est de modifier la part relative des différents impacts de l'ajout d'un diluant, d'origine essentiellement thermique et chimique mais dont les conséquences sur les couplages aérothermochimiques peuvent agir à plusieurs niveaux.

La dilution et le préchauffage ont des effets antagonistes sur la stabilisation de la flamme, en particulier via une modification de la vitesse de propagation du bout de flamme. Cette dernière est accrue par une élévation de la température initiale (e.g., [157]), tandis qu'elle diminue suite à l'ajout d'un diluant (e.g., [67,182,201]). La dilution et le préchauffage ont donc été traités initialement séparément, afin de mieux appréhender la physique de ces phénomènes une fois couplés.

L'étude se décompose en deux parties, où les résultats et interprétations conduites avec dilution à température ambiante [154,155] rappelés plus haut, sont mis en relief par le couplage avec le préchauffage, pour apporter un regard et une analyse complémentaires.

Dans un premier temps, les résultats sont considérés pour un seul diluant, afin de comprendre, pas à pas, l'effet du couplage entre la dilution et le préchauffage. Parmi les diluants sélectionnés, le CO_2 ayant l'impact le plus important sur le décrochage et ayant été choisi par Min comme référence dans le paramètre K_{dil} [155], il est ici étudié en priorité.

Nous avons ensuite cherché à savoir si l'augmentation du préchauffage modifiait les effets de la dilution identifiés à température ambiante, et à travers eux le classement constaté entre les diluants.

Pour répondre à cette interrogation, il est nécessaire d'étudier l'ensemble des diluants pour permettre une analyse globale des effets du couplage dilution/préchauffage sur les mécanismes de stabilisation d'une flamme attachée.

La procédure expérimentale de dilution est décrite en Annexe A-6 ; les valeurs reportées ici sont obtenues à niveau de préchauffage et vitesse d'injection fixés, par augmentation du taux de dilution suite à l'ajout progressif d'un diluant à l'air.

III.5.1. Limite de décrochage obtenue par dilution au CO₂ avec préchauffage

Le préchauffage et la dilution ayant été préalablement étudiés indépendamment, il s'agit à présent d'analyser leurs effets couplés sur la rupture du mécanisme de stabilisation d'une flamme attachée. À cet effet, les taux critiques de dilution à la suspension (ou extinction, *blow-off*) d'une flamme attachée ont été mesurés dans différentes conditions initiales de température et de vitesse d'injection. Le décrochage est examiné dans un premier temps sous l'effet d'un ajout de CO₂ à l'air, car ce diluant a, parmi ceux retenus, l'impact le plus important sur la déstabilisation de la flamme [155]. En tant que paramètre clef du décrochage avec dilution [155], les taux de dilution critique sont alors présentés dans la fig. III.41, aux côtés de ceux obtenus à température ambiante par Min et al. [154].

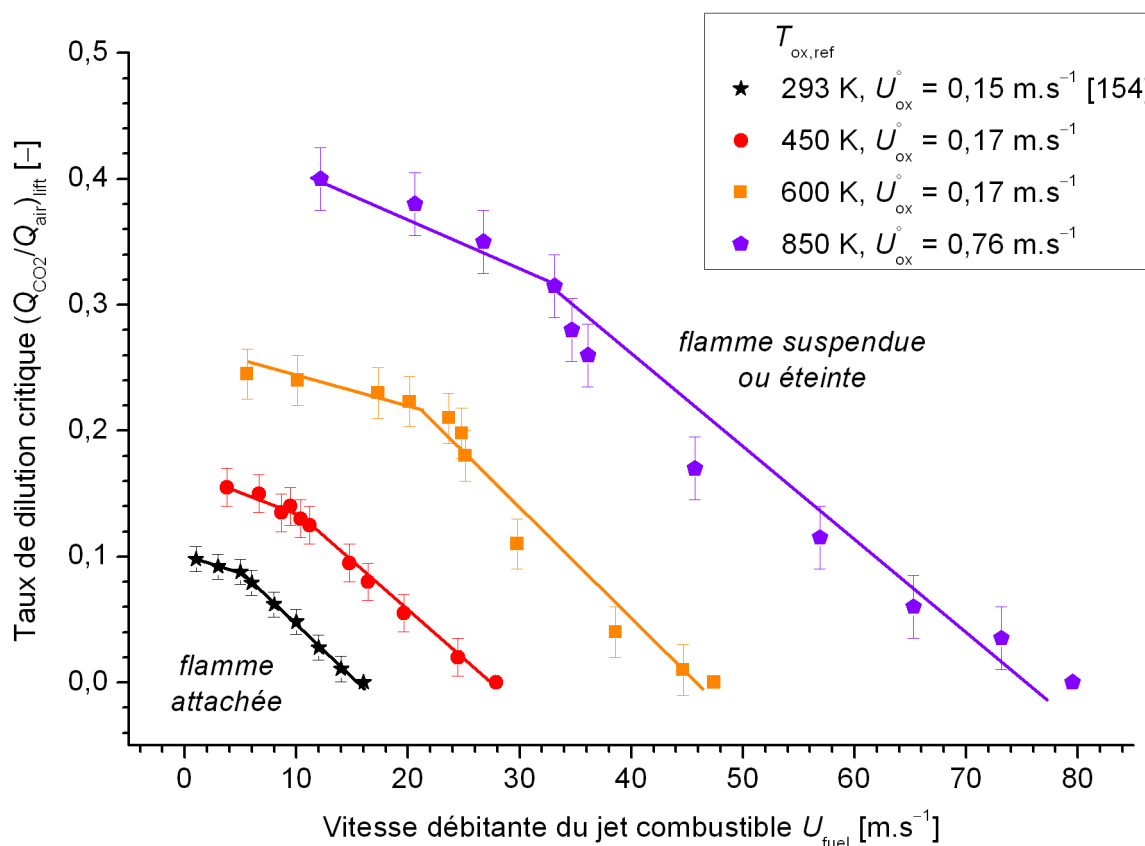


Fig. III.41 : Taux de dilution en CO₂ au décrochage en fonction de la vitesse débitante du jet combustible pour plusieurs conditions de préchauffage (brûleur HT-310).

Pour un taux de dilution donné, une flamme peut rester attachée pour une vitesse du jet plus élevée quand la température initiale augmente. En retour, à un niveau de préchauffage donné, un taux de dilution plus important réduit le domaine de stabilisation des flammes attachées en termes de vitesse d'injection. Le domaine de stabilisation de flammes attachées est donc étendu dans ce plan de paramètres physiques (Q_{CO_2}/Q_{air} , U_{fuel}), puisqu'une flamme reste attachée pour des taux de dilution et vitesses d'injection plus élevés avec préchauffage qu'à température ambiante.

Par ailleurs, les courbes conservent toutes la même allure que les résultats obtenus à température ambiante, avec deux parties entre lesquelles se produit un changement d'évolution $(Q_{CO_2}/Q_{air})_{lifting} = f(U_{fuel})$. À température ambiante [154], cette rupture de pente avait été attribuée au changement de régime d'écoulement du jet combustible suite à un passage en régime transitionnel puis turbulent. Le décrochage de la flamme est alors contrôlé par l'effet combiné de l'aérodynamique et de la dilution [155]. À faible vitesse du jet en régime laminaire, le décrochage de la flamme nécessite une quantité importante de diluant qui joue un rôle prépondérant. Pour des vitesses d'injection plus élevées en revanche, le rôle joué par l'aérodynamique s'accroît et entraîne une diminution du rôle de la dilution avec l'augmentation progressive de la vitesse du jet. À ce stade, il convient de mentionner que des non-linéarités semblent se dessiner pour les courbes aux températures initiales les plus élevées, qui ne seront cependant pas analysées ici.

Le préchauffage ayant un impact direct sur les valeurs du nombre de Reynolds et donc sur le régime d'écoulement, il peut apparaître comme un moyen simple de valider cette hypothèse. C'est ainsi qu'il est proposé dans la fig. III.42 de remplacer U_{fuel} par la valeur de Re_{Di} correspondante, représentative du régime d'écoulement du jet. Il en résulte que le changement de pente observé correspond, quel que soit $T_{ox,ref}$, à une gamme de Re_{Di} autour de 2000, confirmant l'importance du régime d'écoulement dans la réduction de la zone de stabilité de la flamme. De même, la suspension de la flamme intervient pour des valeurs de Re_{Di} similaires quelle que soit le niveau de préchauffage, tel qu'il avait déjà été remarqué précédemment (cf. fig. III.4).

Le nombre de Reynolds $Re_{Di} = (D_i U_{fuel} \rho_{fuel}) / \mu_{fuel}$ prend implicitement en compte les effets de la température initiale à travers les termes de viscosité (μ_{fuel}) et de masse volumique (ρ_{fuel}). Ceux-ci varient en fonction de la température, $\rho_{fuel} \propto T^{-1}$ selon la loi des gaz parfaits et $\mu_{fuel} \propto T^{2/3}$ [121]. Le ratio ρ_{fuel} / μ_{fuel} qui intervient dans le calcul de Re_{Di} varie donc en fonction de la température tel que $\rho_{fuel} / \mu_{fuel} \propto T^{-5/3}$.

Si la fig. III.42 a pu mettre en avant les effets du préchauffage sur les modifications aérodynamiques, la température initiale des réactants a également un effet sur le taux de dilution critique caractérisant le maintien d'une flamme attachée.

Ceci se traduit par une augmentation de la vitesse de propagation du bout de flamme avec l'élévation du préchauffage, malgré la dilution. Cet effet est pris en compte dans la fig. III.43 où le taux de dilution critique a été divisé en ordonnées par le rapport $S_{L,st}^o / S_{L,st,0}^o$ des vitesses de flamme prémélangée à la stœchiométrie (calculées ici sans dilution tel que dénoté par l'exposant ^{o} , et à partir de la température du jet combustible conformément aux conclusions précédemment établies).

En d'autres termes, le taux de dilution en CO_2 à la suspension dépend à la fois de la dynamique du jet et des propriétés réactives, qui sont toutes deux fonctions de la température initiale des réactants. Ceci explique la translation observée avec préchauffage des limites de stabilité induites par la dilution, vers des taux de dilution et des vitesses d'injection plus élevés.

Si l'aérodynamique reste donc un paramètre de premier rôle dans le décrochage des flammes attachées, les conditions chimiques (composition) et thermique conservent toute leur importance. La dilution prend en effet de l'ampleur dès lors que le rôle de l'aérodynamique est amoindri, et la

température initiale des réactants accroît amplement la vitesse de propagation du bout de flamme, rendant la flamme plus stable devant une augmentation du taux de dilution ou de la vitesse du jet.

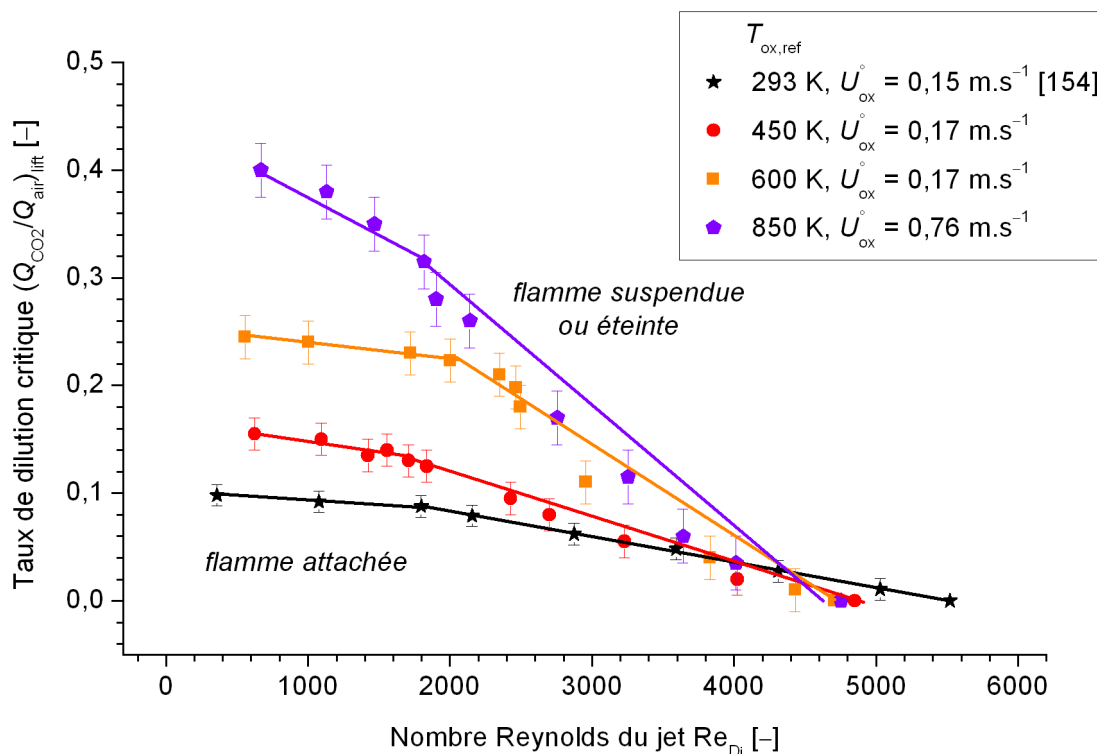


Fig. III.42 : Taux critique de dilution en CO_2 en fonction du nombre de Reynolds du jet ($Re_{Di} = U_{fuel}D_i/\nu_{fuel}(T_{fuel})$) pour plusieurs conditions de préchauffage.

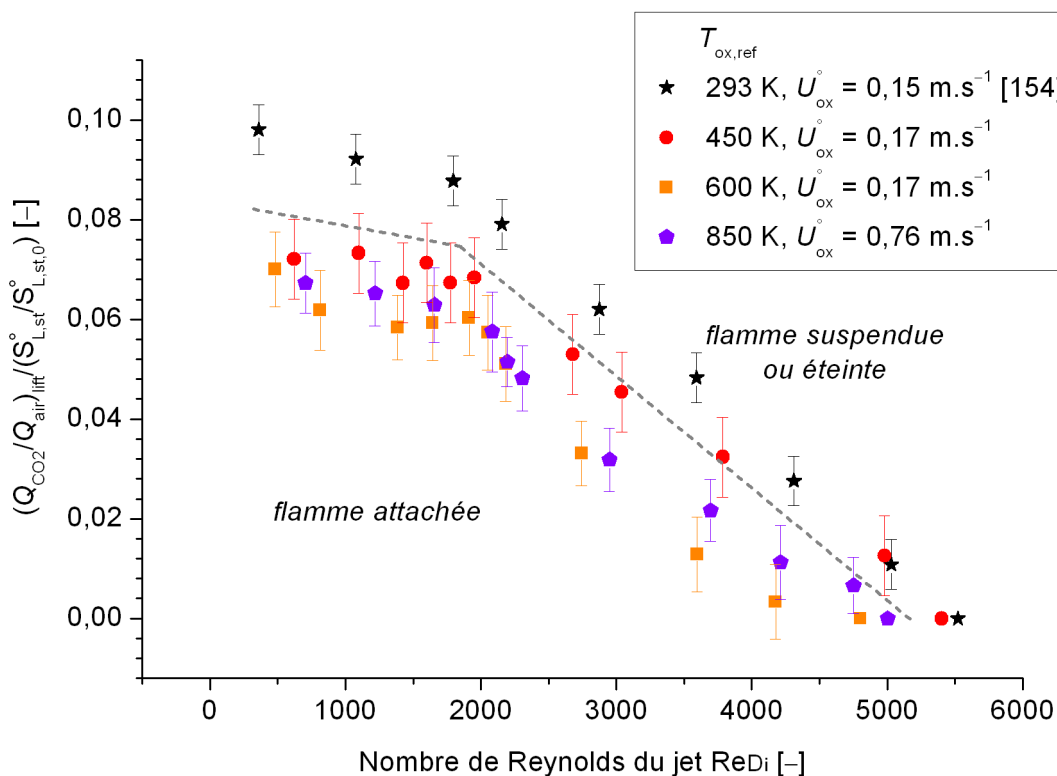


Fig. III.43 : Taux critique de dilution en CO_2 adimensionné par le rapport de vitesses de propagation sous l'effet du préchauffage en fonction du nombre de Reynolds du jet.

Ces interprétations sont confirmées par la fig. III.44, qui retrace, en fonction de la température du jet combustible, le taux de dilution critique pour des régimes aérodynamique du jet à la fois laminaires et turbulents. Cette figure permet de confirmer notre analyse relative à l'évolution de l'importance des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques sur la (dé)stabilisation de la flamme. Il apparaît clairement que pour un jet en régime laminaire, l'aérodynamique n'a qu'un rôle mineur, et le décrochage est contrôlé par les conditions thermochimiques. En revanche, dès que le jet est turbulent, les conditions aérodynamiques acquièrent une importance considérable sur le décrochage de la flamme et sa capacité à résister à une dilution de l'air. Dans tous les cas, l'augmentation de la température initiale améliore sensiblement la stabilité de la flamme attachée.

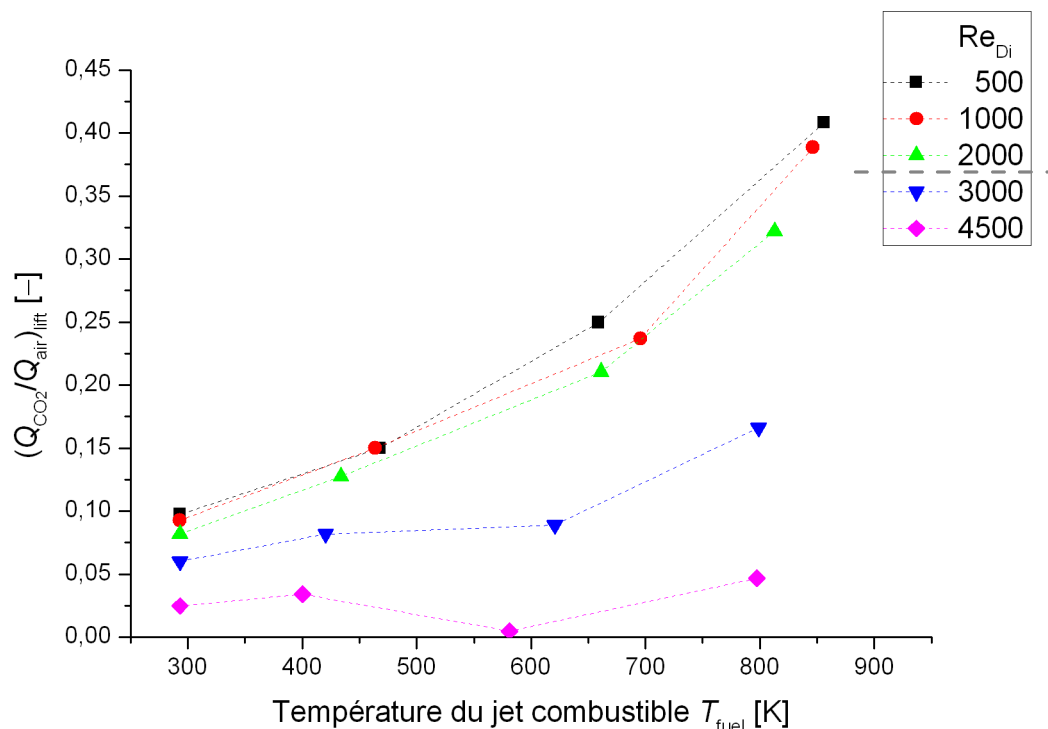


Fig. III.44 : Évolution de l'importance relatives des conditions aérothermochimiques au décrochage en fonction du préchauffage.

Les conclusions précédentes ont été obtenues avec du CO_2 comme diluant, et il convient alors de déterminer comment cette importance relative des différents phénomènes est affectée par la nature du diluant. Cette question, déjà traitée à température ambiante [154,155], se pose à nouveau en présence de préchauffage, notamment pour savoir si l'importance relative des différents diluants, qui peut être analysée à travers le coefficient K_{dil} , est maintenue ou bien altérée quand la température initiale des réactants augmente.

III.5.2. Comparaison avec d'autres diluants

La rupture de la stabilisation d'une flamme en régime attaché vient d'être étudiée lors du couplage d'un fort préchauffage avec une dilution de l'air en CO_2 . L'ajout d'un diluant impacte les couplages aérothermochimiques via plusieurs voies (fig. I.12), essentiellement thermique, chimique ou

thermochimique. La nature du diluant et ses propriétés physico-chimiques sont donc des paramètres déterminants de la stabilisation des flammes diluées, c'est pourquoi il est nécessaire de comparer l'impact relatif engendré par des diluants autres que le CO_2 . Si cet impact relatif a déjà été caractérisé à température ambiante notamment via le coefficient K_{dil} , nous nous sommes interrogés sur une éventuelle évolution des effets relatifs de l'impact dû aux différents diluants suite à une modification des couplages induite par un préchauffage des réactants.

Ne sont considérés ici que des diluants chimiquement inertes, dans le sens où leur effet premier n'est pas de modifier le schéma cinétique. Le CO_2 , d'abord retenu dans cette étude pour sa présence dans les fumées pouvant être recirculées, peut cependant avoir un effet chimique lors de sa dilution dans l'air, en participant activement au mécanisme réactionnel [79]. L'importance relative de cet effet chimique « actif » dans le processus de décrochage de la flamme reste mineur, et est quantitativement estimée inférieure à 10% [79].

Un des autres diluants choisis est l'**azote** (N_2), également présent dans les fumées d'une combustion dans l'air. Son effet chimique est moindre et bien souvent considéré comme négligeable (c'est déjà l'espèce majoritaire lors d'une combustion dans l'air), mais il est surtout thermiquement neutre. En effet, N_2 étant le principal constituant de l'air, sa capacité thermique molaire (à pression constante, $C_{p,m}$) est quasi identique à celle de l'air. Sa présence a donc pour seul effet de diminuer la concentration en O_2 dans l'oxydant.

Afin de mieux discriminer les différents effets discutés (thermique via $C_{p,m}$, chimique actif ou chimique passif via la dilution), deux autres diluants sont aussi étudiés :

- l'**argon** (Ar) d'une part, gaz noble chimiquement inerte mais dont le $C_{p,m}$ est inférieur à celui de l'air ;
- d'autre part, un **mélange $\{\text{CO}_2+\text{Ar}\}$** , en proportions telles que son $C_{p,m}$ soit égal à celui de N_2 , donc thermiquement inerte. Si le seul effet de la dilution était thermique, ce mélange de diluants devrait donner des résultats comparables à la dilution par N_2 . Dans le cas contraire, cela implique un effet chimique distinct entre N_2 et CO_2 .

La fig. III.45 présente maintenant les taux de dilution critique mesurés avec préchauffage pour tous les diluants considérés, CO_2 , N_2 , Ar et $\{\text{CO}_2+\text{Ar}\}$, complétant les autres résultats déjà obtenus ([154], fig. III.41).

À température ambiante, l'ordre suivant a été déterminé [154,214] en termes de capacité à rompre la stabilité de la flamme attachée : parmi les trois diluants purs utilisés, le CO_2 est le diluant qui permet le plus aisément la déstabilisation de la flamme, suivi de l'azote puis de l'argon. Tel que remarqué par Takahashi et al. [214], cet ordre concorde avec celui des capacités thermiques molaires $C_{p,m}$ de ces trois diluants, attribuant ainsi le principal effet de l'addition d'un diluant à ses propriétés thermiques.

Cependant, le mélange $\{\text{CO}_2+\text{Ar}\}$, initialement introduit dans les travaux de Min et al. [154] et réutilisé ici, met en évidence que $C_{p,m}$ ne suffit pas à expliquer les différences observées entre diluants. En effet, N_2 et $\{\text{CO}_2+\text{Ar}\}$ ont beau avoir ici le même $C_{p,m}$, les taux de dilution critique mesurés avec ces deux diluants, bien que proches, ne sont pas strictement identiques. Min et al. ont alors défini le coefficient $K_{\text{dil}} = (Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}})_{\text{lif}} / (Q_{\text{CO}_2}/Q_{\text{air}})_{\text{lif}}$ [154,156], quantifiant, relativement au CO_2 , la capacité d'un diluant à déstabiliser la flamme. Ainsi, K_{dil} prend en compte non seulement les effets thermiques essentiellement dus au $C_{p,m}$, mais aussi tous les autres effets, notamment chimiques actif ou passif, quel que soit leur impact relatif [79]. Ce coefficient est *a priori* indépendant des conditions aérodynamiques, et les valeurs déterminées à température ambiante sont : $(K_{\text{CO}_2} = 1) < (K_{\text{CO}_2+\text{Ar}} = 1,6) < (K_{\text{N}_2} = 1,9) < (K_{\text{Ar}} = 2,9)$ [154,156]. D'après Min, ces rapports relatifs de taux de

dilution critique donnent lieu à la même vitesse de propagation d'une flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie [155,182], confirmant le caractère propagatif du bout de flamme au moment du décrochage.

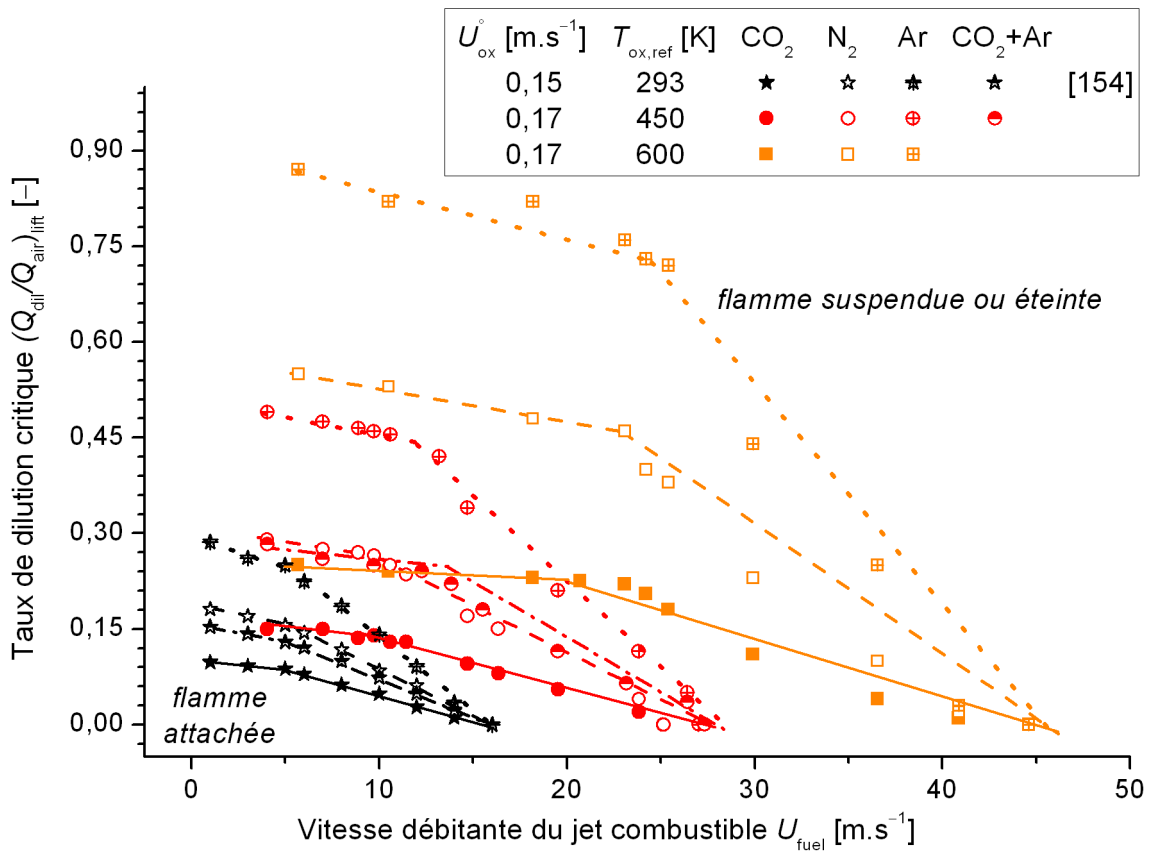


Fig. III.45 : Taux de dilution critique en fonction de la vitesse débitante du jet combustible pour quatre diluants (CO₂, N₂, Ar et {CO₂+Ar}) et plusieurs niveaux de préchauffage (brûleur HT-310).

Avec l'augmentation de la température initiale des réactants, une évolution similaire du taux de dilution critique est observée pour l'ensemble des diluants testés ici, comparable à celle discutée précédemment avec le CO₂ en présence de préchauffage.

En ce qui concerne l'ordre du « pouvoir de déstabilisation » des diluants, il est ici conservé avec préchauffage pour les trois diluants purs, même si la distinction faite à température ambiante entre N₂ et {CO₂+Ar} semble en revanche s'atténuer pour un niveau de préchauffage de 450 K.

Le coefficient K_{dil} permet donc de comparer aisément l'effet d'un diluant à celui du CO₂. Les valeurs ci-dessus de K_{dil} ont été réutilisées dans la fig. III.46 pour relativiser les taux de dilution critique : les résultats de la fig. III.45 y sont retracés avec le terme $(Q_{dil}/Q_{air})_{lift}/K_{dil}$ en ordonnée. Pour tous les diluants, les taux de dilution critique ainsi adimensionnés relativement au CO₂ suivent alors la même évolution avec préchauffage que celle constatée pour le CO₂ dans la fig. III.41.

Les effets couplés de la dilution et du préchauffage peuvent donc être analysés en utilisant la même méthodologie que précédemment lors de la dilution au CO₂ (III.5.1).

Encore une fois, les effets du préchauffage modifient les couplages aérothermochimiques selon deux phénomènes physiques principaux. D'une part, l'augmentation des effets visqueux, suite à

l'élévation de température, atténue le rôle des conditions aérodynamiques : la flamme reste attachée pour des vitesses d'injection plus importantes. D'autre part, l'accroissement de la vitesse de propagation du bout de flamme avec l'élévation de température contrebalance l'effet opposé induit par l'ajout d'un diluant.

L'augmentation de la température initiale est ainsi présentée comme une translation du curseur dans l'importance relative des effets induits par l'aérodynamique et ceux induits par la dilution. Le préchauffage favorise alors une meilleure stabilisation de la flamme attachée, davantage stable face aux perturbations aérodynamiques ou chimiques (composition).

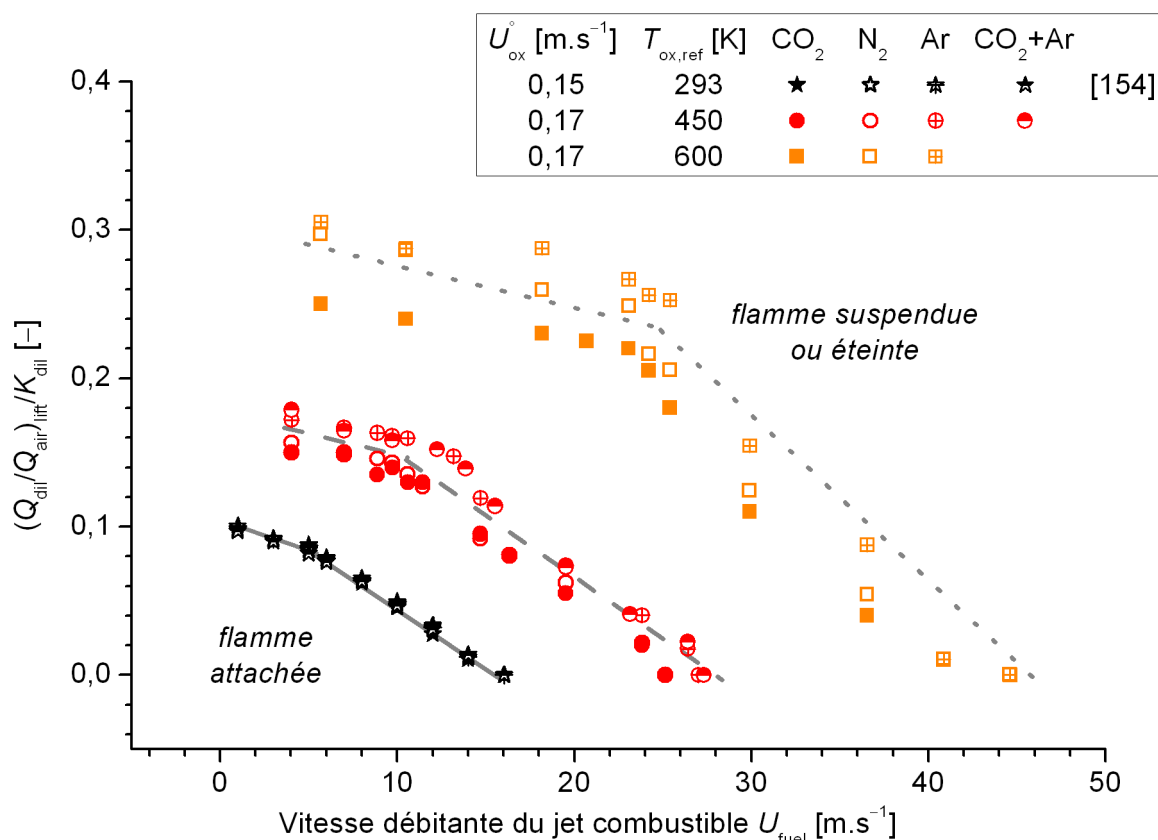


Fig. III.46 : Taux de dilution critique avec préchauffage prenant en compte le coefficient K_{dil} .

Bien que l'approche employée, basée sur K_{dil} , soit satisfaisante à température ambiante avec un rassemblement des données sur une seule et même courbe, l'accord n'est pas parfait quand le niveau de préchauffage augmente. Ceci peut s'observer sur la fig. III.46, en particulier aux vitesses de jet les plus faibles, qui correspondent aux taux de dilution les plus élevés. Cette apparente divergence conduit à s'interroger sur une éventuelle dépendance en température du coefficient K_{dil} . Pour répondre à cette question, les valeurs effectives de K_{dil} ont été calculées pour chaque niveau de préchauffage à partir des valeurs du ratio $(Q_{dil}/Q_{air})_{lift}/(Q_{CO_2}/Q_{air})_{lift}$ moyennées sur l'ensemble de la gamme de vitesse d'injection étudiée. Les valeurs ainsi déterminées du coefficient K_{dil} sont tracées dans la fig. III.47. K_{dil} augmente avec la température, de manière plus prononcée pour K_{Ar} tel qu'indiqué par les valeurs obtenues à $T_{ox,ref} = 600 K$: $(K_{CO_2} = 1) < (K_{N_2} = 2,1) < (K_{Ar} = 3,7)$. Les capacités thermiques molaires $C_{p,m}$ ont également été reportées sur la fig. III.47 comme outil de comparaison et d'analyse.

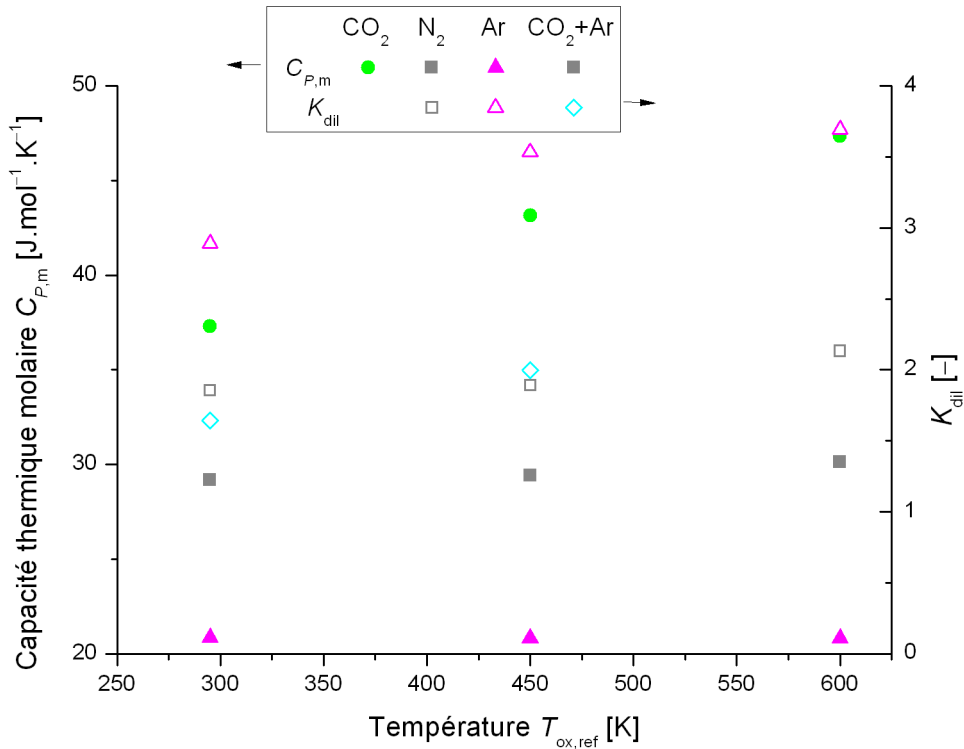


Fig. III.47 : Dépendance en température des capacités thermiques molaires et de K_{dil} .

Il faut souligner que pour une élévation du niveau de préchauffage $T_{ox,ref}$ de 295 K à 600 K, tandis que C_{P,m,CO_2} augmente de 27% (passant de 37,3 J.mol⁻¹.K⁻¹ à 47,4 J.mol⁻¹.K⁻¹), l'augmentation correspondante n'est que de 3% pour C_{P,m,N_2} (qui passe de 29,2 J.mol⁻¹.K⁻¹ à 30,1 J.mol⁻¹.K⁻¹) et $C_{P,m,Ar}$ reste quasi constant (à 20,8 J.mol⁻¹.K⁻¹). Par conséquent, la capacité thermique molaire de l'oxydant va être grandement affectée par ce changement thermophysique, en particulier pour les faibles vitesses du jet auxquelles correspondent les taux de dilution les plus élevés. Par exemple, pour $T_{ox,ref} = 600$ K et proche du taux de dilution critique pour $U_{fuel}/U_{fuel,lift}^0 = 0,07$ (où $U_{fuel,lift}^0$ est la valeur de la vitesse de suspension sans dilution à un niveau de préchauffage donné), la capacité thermique molaire de l'oxydant dilué au CO₂ $C_{P,m,ox(CO_2)}$ est égale à 33,9 J.mol⁻¹.K⁻¹, comparée à la valeur correspondante de $C_{P,m,ox(Ar)} = 25,9$ J.mol⁻¹.K⁻¹ pour un oxydant dilué à l'argon. Cet écart est nettement plus important qu'à température ambiante pour le même ratio $U_{fuel}/U_{fuel,lift}^0$ proche du taux de dilution critique, où $C_{P,m,ox(CO_2)}$ prend la valeur 29,9 J.mol⁻¹.K⁻¹ contre 27,3 J.mol⁻¹.K⁻¹ pour $C_{P,m,ox(Ar)}$. L'augmentation de K_{Ar} avec le préchauffage trouve donc là son explication. Plus la température initiale s'élève, plus le taux de dilution critique augmente, accroissant ainsi la différence entre les capacités molaires de l'oxydant en fonction de la nature du diluant.

Cette étude montre donc que la dépendance en température de la capacité thermique molaire joue effectivement un rôle important dans l'évolution constatée de K_{dil} avec la température.

Néanmoins, les explications présentées ci-dessus ne sont pas suffisantes pour l'ensemble des diluants testés. Notamment, bien que N₂ et le mélange {CO₂+Ar} aient le même $C_{P,m}$, K_{dil} évolue distinctement en fonction de la température pour ces deux diluants. Cela signifie que même si le rôle du $C_{P,m}$ est prépondérant, d'autres facteurs doivent néanmoins être pris en compte pour interpréter complètement l'évolution de K_{dil} avec la température initiale. Autrement dit, si le coefficient K_{dil} est adapté pour caractériser les effets de la dilution à température ambiante, sa dépendance en température fait qu'il n'est peut-être pas l'outil le plus approprié, sous sa forme actuelle, pour rendre compte de

l'évolution des couplages aérothermochimiques avec l'augmentation de la température initiale des réactants.

L'importance des différents effets induits par la dilution, au rang desquels les effets chimiques, est donc modifiée avec préchauffage. Les schémas réactionnels entre autres, fortement dépendants de la température, sont très certainement impliqués dans cette modification comportementale, et leur étude détaillée permettrait probablement une avancée dans la détermination du rôle relatif des couplages aérothermochimiques.

De même les effets radiatifs, négligeables lors d'une dilution au CO_2 à température ambiante [79], peuvent gagner de l'ampleur avec l'augmentation de la température initiale. Ceci est d'autant plus plausible que le comportement radiatif du CO_2 , présent en quantité plus importante au décrochage, évolue également avec la température. Certaines non-linéarités avaient été soulignées pour les niveaux de préchauffage les plus élevés (cf. III.5.1) ; leur origine est possiblement à chercher du côté des effets radiatifs, fortement non-linéaires.

Le couplage du préchauffage des réactants avec la dilution de l'oxydant a permis de faire ressortir plusieurs éléments quant aux phénomènes physiques impliqués dans la déstabilisation des flammes attachées. L'ajout d'un diluant à l'air a pour effet de diminuer la vitesse de propagation du bout de flamme, ce qui favorise le décrochage de la flamme. L'augmentation de la température initiale accroît au contraire la vitesse de propagation du bout de flamme, lui assurant ainsi une meilleure stabilité. En parallèle, les effets visqueux sont accrus lorsque le préchauffage augmente, relativisant alors l'importance de l'aérodynamique, toujours au profit d'une amélioration de la stabilité.

De la nature du diluant dépendent les différents effets induits par la dilution et leur part relative, ainsi que la vitesse de propagation du bout de flamme. L'introduction d'un coefficient K_{dil} permet de caractériser l'effet d'un diluant relativement au CO_2 . Il a été montré que ce coefficient K_{dil} dépend de la température initiale et augmente avec le préchauffage, signifiant ainsi que la capacité du CO_2 à rompre le mécanisme de stabilisation s'accroît, comparativement aux autres diluants. La cause principale provient d'une évolution distincte des capacités molaires de ces différents diluants, qui conditionne les effets thermiques dus à la dilution. D'autres causes non clairement identifiées sont cependant attendues, de nature davantage chimique ou encore liées aux effets radiatifs.

III.6 Conclusion

Une analyse locale des mécanismes de stabilisation a été initialement développée au cours du chapitre précédant, centrée sur la zone d'attachement de la flamme stabilisée en régime attaché à proximité du brûleur. Afin de poursuivre cette analyse, la démarche employée dans ce nouveau chapitre se base non plus sur l'étude approfondie d'un état d'équilibre, mais adopte un point de vue davantage global pour s'intéresser principalement aux transitions entre les différents régimes de combustion d'une flamme-jet. En effet, l'examen de la rupture des équilibres aérothermochimiques nous a semblé un outil pertinent pour améliorer notre compréhension des mécanismes de stabilisation, c'est pourquoi il a été retenu ici. Ce faisant, il est également attendu des éléments complémentaires utiles à l'évaluation de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques impliqués dans la (dé)stabilisation des flammes. Les conditions aérothermochimiques qui

conduisent au dépassement des limites de stabilité apparaissent effectivement à même de favoriser l'interprétation des couplages aérothermochimiques et de leur rôle dans la stabilisation de la flamme.

Pour répondre à cet objectif selon la spécificité de cette thèse, il a été choisi de conserver une approche principalement thermique. Celle-ci s'appuie alors sur une variation du préchauffage, la température initiale des réactants ayant été retenue comme paramètre de l'étude. La température intervient en effet dans nombre de couplages, en particulier thermochimiques, de par son rôle essentiel sur les caractéristiques réactives des écoulements réactants, identifiées dans le chapitre précédent comme cruciales dans la stabilisation des flammes. Au premier rang de ces propriétés réactives d'intérêt pour la stabilisation, se trouve la vitesse de propagation du bout de flamme, dont la nature propagative a déjà été établie au décrochage.

Bien entendu, cette analyse thermique des couplages a été réalisée de manière complémentaire à l'approche aérodynamique classique, utilisant comme paramètre la vitesse d'injection du combustible, dont l'influence prépondérante est déjà communément établie. En effet, les limites de stabilité sont usuellement exprimées sous la forme de vitesses critiques de transition entre les régimes de flamme attachée et suspendue, qui témoignent de l'effet déstabilisateur que peut produire une perturbation aérodynamique.

Au-delà de ce constat classique réaffirmé ici, nous avons donc souhaité suivre l'évolution, en fonction du préchauffage, de ces vitesses critiques et de la zone d'hystérésis qu'elles délimitent, afin de pouvoir détecter une éventuelle modification de l'importance relative des différents phénomènes physiques et du mécanisme de stabilisation.

Un des principaux impacts du préchauffage des réactants est donc de modifier la vitesse de propagation d'une flamme prémélangée, qui montre une dépendance marquée à la température initiale. L'importance de cette grandeur a été mise en exergue au cours de ce chapitre : de fait, bien qu'il s'agisse ici de combustion non-prémélangée, les résultats supportent le modèle de combustion (partiellement) prémélangée en tant que théorie de stabilisation d'une flamme lorsque celle-ci est suspendue. L'augmentation du préchauffage, via l'accroissement de la vitesse de propagation, permet ainsi à la flamme de se stabiliser à une hauteur plus proche du brûleur, la rendant aussi moins sensible aux conditions aérodynamiques.

Mais les transitions étudiées révèlent également des caractéristiques propagatives pour une flamme attachée lors de sa suspension, en cohérence avec les conclusions du chapitre précédent. Outre la vitesse de propagation du bout de flamme, l'augmentation de la température initiale des réactants accroît également les effets visqueux, relativisant ainsi l'importance de l'aérodynamique. C'est ainsi que le préchauffage étend le domaine de flamme attachée.

Nous avons par ailleurs pu mettre en évidence que le jet et l'écoulement coaxial ont un impact thermique distinct selon la transition considérée :

- le rôle relatif de la température du jet combustible est primordial lors de la suspension d'une flamme attachée, notamment dû à la forte interaction avec la lèvre du brûleur à proximité de laquelle la flamme est stabilisée et dont les conditions thermiques sont étroitement liées aux conditions aérodynamiques du jet combustible ;
- en revanche, le mélange qui se produit en amont du bout de flamme suspendue, favorisé par sa position de stabilisation aval dans l'écoulement, donne à la température des deux écoulements réactants un poids équivalent. Le rattachement d'une flamme suspendue est donc davantage conditionné par une « température moyenne de mélange ».

Pour aller plus loin dans la compréhension des mécanismes physiques, une attention plus particulière a été portée sur le processus transitoire de décrochage d'une flamme attachée, en lien avec les phénomènes d'extinction locale pouvant affecter la zone de réaction suite à une modification d'ordre aérodynamique. En effet, dès lors que le taux d'étirement ou de dissipation scalaire devient localement trop élevé, il peut se produire une extinction locale de la zone de réaction : la cinétique chimique n'est, de manière relative, pas assez rapide pour consommer les réactifs aux taux auxquels ils sont introduits dans la zone de réaction.

L'étude de ces phénomènes transitoires d'extinction locale est donc à même d'apporter des informations nouvelles sur l'importance relative des phénomènes aérodynamique et chimiques. Cette étude a été conduite ici par l'augmentation du préchauffage, favorisant ainsi la stabilisation d'une flamme attachée et permettant donc l'injection du combustible à des vitesses plus élevées, ce qui engendre un accroissement des taux d'étirement et de dissipation scalaire. En pratique, ces taux augmentent brusquement dans la zone du point de rupture, où s'effectue la transition vers la turbulence au sein de la flamme. Avec l'augmentation de la vitesse du jet, c'est donc dans cette zone du point de rupture que seront en priorité observées des extinctions locales ; les zones de la flamme qui conservent un caractère laminaire sont en revanche exemptes d'extinctions locales, comme c'est le cas pour la partie amont de la flamme attachée à la lèvre du brûleur en deçà du point de rupture. L'exploitation des résultats issus des expériences réalisées a permis de mettre en évidence une évolution, avec l'augmentation du préchauffage, de l'occurrence des extinctions locales et de leurs localisations privilégiées.

- Pour de faibles températures de préchauffage, pour lesquelles la vitesse du jet reste relativement faible jusqu'à la limite du régime attaché, si des extinctions locales sont observées globalement sur une large étendue de positions axiales, il existe de nombreux cas qui présentent une absence de zone réactionnelle au niveau de la partie amont de la flamme dès le brûleur. Il s'agit de phénomènes de décrochages partiels, observés à l'approche de la vitesse de suspension, pour lesquels le bout de flamme est déstabilisé sur une portion seulement de la lèvre du brûleur. Ces phénomènes témoignent du processus de décrochage observé à ces faibles niveaux de préchauffage comme à température ambiante, qui est initié à la base de la flamme.
- Pour des températures de préchauffage plus élevées, ces phénomènes de décrochage partiel disparaissent, même à l'approche de la suspension. Cette évolution est attribuée à la meilleure stabilisation du bout de flamme derrière la lèvre du brûleur obtenue grâce au préchauffage. En revanche, la fréquence d'extinctions locales générées dans la zone du point de rupture (axialement entre 1 et $3D_i$) est considérablement accrue. Cette évolution des phénomènes d'extinction locale entraîne une évolution du processus de décrochage, qui est alors initié au point de rupture : un état de flamme transitoirement coupée apparaît avant l'établissement du régime suspendu.
- Si le préchauffage est suffisamment important, l'amélioration considérable de la stabilisation du bout de flamme attaché à la lèvre du brûleur se cumule avec la probabilité d'occurrence décuplée d'extinctions locales. Celles-ci se généralisent alors au point de rupture pour former, aux vitesses élevées d'injection, une flamme coupée stable, dont l'existence nécessite que les conditions de stabilisation soient réunies à la fois pour la partie amont attachée et pour la partie aval décrochée.

L'approche thermique utilisée a donc montré que le processus de décrochage est lié à la probabilité d'occurrence d'extinctions locales, et surtout à leur localisation privilégiée, révélatrice d'une modification locale de l'importance relative des phénomènes aérodynamique et chimique entre

les deux régions fondamentales à la stabilisation des flammes-jets que sont la zone d'attachement à proximité de la lèvre du brûleur et la zone du point de rupture.

Afin de compléter notre vision des couplages aérothermochimiques pour élargir la compréhension déjà établie de l'importance relative des différents phénomènes physiques, nous avons choisi de poursuivre l'étude du décrochage de la flamme stabilisée derrière la lèvre, en attachant davantage d'attention à la composition de l'écoulement coaxial oxydant. À travers une approche chimique, nous avons ainsi souhaité poursuivre notre interprétation, en termes de mécanismes de stabilisation, des conditions aérothermochimiques conduisant à un dépassement de la limite de stabilité du régime de flamme attachée. Pour cela, la composition de l'oxydant a été modifiée, par variation de la nature et du taux de dilution de l'air. Si une telle étude avait déjà été conduite à température ambiante, il nous a semblé pertinent de faire un pas de plus dans la complexité des couplages et leur analyse en combinant la dilution avec le préchauffage des réactants.

Cette démarche conduit à une modification des caractéristiques réactives des écoulements réactants, et l'analyse des résultats a été réalisée à travers la vision d'un bout de flamme à caractère propagatif à la limite de décrochage d'une flamme attachée. Ces aspects propagatifs de la flamme, révélés avec le préchauffage seul, se retrouvent lors du couplage préchauffage/dilution. Si la dilution a pour effet de diminuer la vitesse de propagation du bout de flamme, le préchauffage entraîne au contraire son augmentation. Mais ce n'est pas la seule conséquence du préchauffage en faveur de la stabilisation, puisque l'augmentation de la température initiale, en renforçant les effets visqueux, modifie le régime d'écoulement du jet, et par là même la part relative des effets induits par l'aérodynamique et ceux induits par la dilution sur le décrochage. Au final, l'augmentation de la température initiale des réactants favorise le maintien en régime attachée de la flamme, qui est alors plus stable pour résister à une élévation de la vitesse d'injection (perturbation aérodynamique) ou du taux de dilution (perturbation chimique).

D'autre part, tous les diluants n'ont pas le même impact sur les mécanismes de stabilisation de la flamme, en lien avec leurs propriétés physico-chimiques. Ainsi, le coefficient K_{dil} , qui quantifie, relativement au CO_2 , la capacité d'un diluant à déstabiliser la flamme, est modifié quand la température initiale des réactants augmente. La raison principale provient de l'évolution relative des capacités thermiques molaires $C_{p,m}$ des différents diluants avec la température : celle du CO_2 augmente fortement avec la température, ce qui n'est pas le cas pour tous les diluants. Les effets thermiques apparaissent donc, à travers $C_{p,m}$, comme principalement responsables de l'évolution constatée de K_{dil} .

Néanmoins, K_{dil} englobe d'autres effets (thermiques, chimiques actifs ou passifs, ...), dont l'importance relative semble modifiée en fonction de la température initiale des réactants. Mais si K_{dil} reste adapté pour caractériser l'effet global de la dilution en présence de préchauffage, il ne permet pas de répondre à la question de l'évolution de l'importance relative des différents phénomènes physiques avec l'augmentation de la température initiale des réactants.

Quelques éléments de conclusion généraux ont cependant pu être tirés de l'interprétation des résultats obtenus. Les effets thermique et chimique passif restent prépondérant, notamment dû à la modification que la présence d'un diluant engendre sur les caractéristiques réactives des écoulements gazeux réactants : l'ajout à l'air d'un diluant d'une certaine capacité thermique entraîne une diminution correspondante de la vitesse de propagation du bout de flamme, élément clef de la stabilisation. Toutefois, le rôle précis dans les couplages aérothermochimiques d'autres effets

susceptibles de prendre de l'ampleur dans des conditions de température initiale élevée, tels que ceux de nature chimique active ou bien liés aux transferts radiatifs, reste encore à élucider.

Chapitre IV Conclusion et Perspectives

IV.1	<i>Synthèse des apports à la compréhension des mécanismes de stabilisation via l'étude des couplages aérothermochimiques</i>	161
IV.2	<i>Perspectives</i>	167

IV.1 Synthèse des apports à la compréhension des mécanismes de stabilisation via l'étude des couplages aérothermochimiques

Parmi les différentes possibilités de transformation d'énergie, la combustion reste un mode de conversion majeur utilisé dans tous les principaux secteurs, domestique, industriel et transports, qui font face à une demande en énergie croissante. En parallèle, plusieurs contraintes environnementales doivent nécessairement être prises en compte, concernant des aspects aussi bien écologiques que relatifs à la santé humaine. Ces considérations requièrent notamment une réduction des émissions polluantes, voire des consommations, et une amélioration de l'efficacité énergétique. Concernant les applications de combustion, ces problématiques générales entraînent une évolution constante des technologies de combustion, en particulier afin de mieux répondre aux normes plus restrictives qui s'imposent. S'il n'est pas rare que ces évolutions technologiques passent par une approche empirique, il n'est pas moins indispensable de parvenir à une compréhension détaillée des différents mécanismes physiques qui interviennent à différents niveaux au sein des brûleurs (production de polluants, stabilisation des flammes, etc.), compréhension fine sans laquelle le développement, la modélisation ou encore le contrôle approprié des divers outils de combustion ne seraient pas toujours rendus possibles.

Dans ce contexte, nous avons engagé une étude spécifiquement dédiée à la problématique de la stabilisation des flammes non-prémélangées, mode de combustion amplement utilisé dans de nombreux brûleurs notamment industriels, en grande partie pour des raisons de sécurité. Il ne s'agissait pas ici de s'attacher à une des nombreuses configurations complexes qu'il est possible de rencontrer dans des applications pratiques, mais dont les résultats seraient alors nécessairement spécifiques à cette configuration. Au contraire, l'objectif de cette thèse était de contribuer à l'amélioration de la compréhension des mécanismes de stabilisation d'une flamme-jet, configuration relativement simple mais dont la compréhension revêt un caractère fondamental avéré aussi bien d'un point de vue scientifique qu'industriel.

Si la stabilisation des flammes-jets non-prémélangées a fait l'objet de nombreuses études depuis plus d'un demi-siècle, il est certaines questions qui persistent. En particulier, l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques dans les mécanismes de stabilisation, n'a pas intégralement été élucidée. La flamme est en effet le siège de nombreux couplages aérothermochimiques, dont le rôle est bien souvent crucial pour la stabilisation des

flammes. Il est donc primordial d'analyser et de comprendre ces couplages, complexes, ainsi que leur rôle dans les mécanismes de stabilisation

Le traitement de cette problématique nous a conduit à adopter une démarche scientifique en deux temps : étude locale d'un état stabilisé de flamme attachée (chap. II), puis étude plus globale incluant le processus transitoire de décrochage de cette flamme (chap. III). Dans les deux cas, la démarche consistait à examiner la flamme et sa réponse, en termes de stabilisation, suite à une modification des conditions aérothermochimiques. Ainsi, ont été considérés dans le chap. II, pour une flamme attachée, les états d'équilibre (stabilisation) atteints dans différentes conditions aérothermochimiques. En revanche, si une perturbation de ces conditions, même minime, est telle que les équilibres sont néanmoins rompus, il se produit une déstabilisation de la flamme. C'est essentiellement l'objet du chap. III, qui s'est intéressé aux limites de stabilité des différents régimes de combustion (flamme attachée ou suspendue selon si la stabilisation est réalisée dans la proximité immédiate de la lèvre du brûleur ou bien plus en aval dans l'écoulement). L'étude des processus transitoires de changement de régime de stabilisation a en effet permis d'apporter d'autres éléments essentiels à la compréhension de la stabilisation des flammes non-prémélangées, en complément de l'étude préalable des cas stabilisés.

Pour aborder ces questions, une approche expérimentale a été développée, à l'aide d'un brûleur constitué d'un tube à section constante, permettant l'obtention d'un jet de méthane débouchant dans un écoulement coaxial d'air. Il en résulte une flamme non-prémélangée, et le dispositif expérimental est conçu pour permettre plusieurs régimes de stabilisation de cette flamme en fonction des différentes problématiques que nous avons voulu traiter. L'originalité des travaux réalisés réside surtout dans l'approche thermique de l'analyse des couplages aérothermochimiques, rendue possible essentiellement grâce à un contrôle des conditions aux limites thermiques, de manière complémentaire aux approches plus classiques de la littérature qui sont principalement aérodynamiques mais aussi chimiques.

Dans un premier temps (chap. II), ces travaux se sont donc concentrés sur la zone de stabilisation d'une flamme attachée à proximité de la lèvre du brûleur. Différentes formes d'interaction entre le bout de flamme (extrémité amont) et la paroi du brûleur peuvent caractériser cette stabilisation, et la problématique principale se décline alors en plusieurs questions physiques, auxquelles ces travaux ont permis d'apporter des éléments de réponse. Ces questions concernaient

- 1) Les rôles relatifs de la paroi solide (lèvre du brûleur) et des écoulements gazeux réactants dans l'interaction flamme/paroi et la localisation du bout de flamme ;
- 2) Les liens entre transferts thermiques au brûleur et localisation du bout de flamme ;
- 3) La part des différents modes de transfert thermique dans la zone de stabilisation ;
- 4) L'importance relative des différents modes de coincement (thermique et chimique) de la flamme par la paroi du brûleur, et sa conséquence sur la stabilisation ;
- 5) L'existence de critères thermiques susceptibles de caractériser les limites de stabilité d'une flamme-jet attachée.

Afin de répondre à ces questions et selon la démarche scientifique adoptée, plusieurs grandeurs jugées représentatives de l'interaction bout de flamme/paroi ont logiquement été retenues dans cette étude. Celles-ci sont :

- le positionnement relatif du bout de flamme par rapport à la lèvre du brûleur ;
- la température de la lèvre du brûleur, témoin passif de l'interaction thermique entre le bout de flamme et le brûleur.

De même similaire, dans l'objectif de toujours de mieux comprendre le rôle des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation, plusieurs paramètres ont été sélectionnés, dont certains avec des gammes de variation étendues, et ce afin de sensiblement modifier les équilibres pour changer l'importance relative des différents phénomènes physiques. Les paramètres choisis, qui concernent aussi bien les écoulements gazeux réactants que la paroi solide (brûleur), sont de nature diverse :

- paramètre (classique) aérodynamique, comme la vitesse du jet combustible ;
- paramètres chimiques, comme la nature et le taux de dilution de l'écoulement coaxial oxydant ;
- paramètres thermiques, qui contribuent à la spécificité de l'approche utilisée et permettent de modifier les conditions aux limites thermiques, en particulier la température de la lèvre à la paroi du brûleur. Ces paramètres sont :
 - la température initiale des réactants ;
 - l'émissivité du brûleur ;
 - la conductivité thermique du brûleur, dont la modification s'accompagne d'un changement de nature du brûleur.

Les résultats obtenus ont mis en exergue plusieurs comportements du bout de flamme selon différents régimes aérodynamiques de stabilisation, au sein desquels les évolutions du positionnement du bout de flamme et de la température de la lèvre dépendent distinctement de la vitesse du jet. Aux trois régions ainsi déterminées sur la base de critères d'ordre aérodynamique (selon la vitesse du jet), se superposent deux régions déterminées à partir de l'approche thermique en fonction de la température de la lèvre du brûleur.

En particulier, il ressort, pour de très faibles vitesses du jet, un régime d'écoulement de sillage purement visqueux qui permet de considérer le bout de flamme comme purement diffusif.

Ce comportement évolue ensuite avec l'augmentation progressive de la vitesse du jet, qui contraint petit à petit l'expansion de l'écoulement coaxial par-dessus la lèvre du brûleur, et confère au bout de flamme un caractère de transition entre un type diffusif et propagatif.

Ce dernier mode de stabilisation prend le dessus pour les vitesses les plus élevées du jet, aussi bien lorsque celui-ci est laminaire que turbulent par la suite : le bout de flamme prend en effet un caractère principalement propagatif à l'approche de la vitesse critique de décrochage (limite de stabilité), où l'importance relative des conditions aérodynamiques est nettement accrue.

Plus spécifiquement, plusieurs conclusions peuvent être tirées en réponse aux questions posées.

- (1) La localisation du point de stabilisation du bout de flamme apparaît contrôlée de manière prépondérante par les conditions chimiques (essentiellement les caractéristiques réactives) et aérodynamiques (notamment les vitesses absolues et relatives des écoulements).

Le positionnement radial du bout de flamme est essentiellement guidé par les conditions de mélange « aérochimique », selon la position de la ligne stœchiométrique. Celle-ci dépend

notamment des vitesses relatives des écoulements, qui conditionnent l'entraînement d'air par le jet.

Le positionnement axial du bout de flamme semble résulter d'une autre forme d'interaction flamme/paroi dans la zone d'attachement. Si les propriétés réactives conservent un rôle prépondérant, les transferts thermiques au brûleur régissent les conditions aux limites thermiques et par là même l'importance relative des modes de coincement chimique et thermique de la flamme par la paroi, et donc son positionnement axial.

- (2) La température de la lèvre du brûleur apparaît davantage comme une conséquence du positionnement du bout de flamme, même s'il existe un effet couplé au second ordre.
- (3) La température de la lèvre du brûleur dépend aussi fortement des conditions d'injection : lorsque les conditions aérodynamiques prennent de l'ampleur, les transferts convectifs accrus dans le tube entraînent une chute de la température de la lèvre. Dans ces conditions en revanche, l'émissivité de la lèvre du brûleur ne présente pas d'influence significative sur les transferts thermiques au brûleur.

Enfin, une diminution de la conductivité thermique du brûleur agit en faveur d'une élévation de la température de la lèvre, abstraction faite de possibles effets couplés.

- (4) La présence d'une paroi, ici la lèvre du brûleur, peut conduire au coincement de la flamme selon deux modes : un coincement thermique, dû à des pertes thermiques supérieures à la production de chaleur générée par la flamme, ou un coincement chimique, dû à des réactions de terminaison subies par certains radicaux intermédiaires de ce fait indisponibles pour participer aux réactions de propagation. Le coincement thermique est dominant pour de faibles températures de la lèvre du brûleur. Lorsque cette dernière augmente en revanche, la réduction des pertes thermiques permet une stabilisation du bout de flamme plus proche de la lèvre, mais elle accroît surtout le rôle relatif du coincement chimique. Celui-ci dépend alors du matériau du brûleur, et la StumatiteTM apparaît ici comme ayant des propriétés chimiques particulières qui permettent une stabilisation du bout de flamme significativement plus proche de la lèvre du brûleur. La présence de groupes hydroxyles à la surface de la StumatiteTM, susceptibles de désorber avec l'augmentation de la température de surface, est l'hypothèse avancée ici comme pouvant être à l'origine de ce comportement.

Les effets chimiques attribués à la nature du matériau sont plus importants que les effets thermiques obtenus par voie passive.

- (5) Il n'existe pas de température de lèvre critique ou bien de flux critique qui puisse être déterminé comme critère thermique de la limite stabilité d'une flamme attachée. Le maintien de l'équilibre aérothermochimique peut néanmoins être considéré d'un point de vue thermique, mais toujours de manière complémentaire à l'équilibre aérodynamique instauré puis rompu lors du décrochage de la flamme, qui reste prépondérant.

L'analyse des couplages aérothermochimiques, conduite dans le chap. II avec une approche locale dans la zone d'attachement, a considéré essentiellement des états d'équilibre du bout de flamme stabilisé en régime permanent sur la lèvre du brûleur. L'étude de phénomènes transitoires se produisant suite à un déséquilibre, *a priori* local mais pouvant parfois avoir un impact global, est apparue comme une approche complémentaire ayant permis d'apporter d'autres éléments de compréhension quant à l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques. Ainsi, les limites de stabilité des différents régimes de combustion et les transitions entre

ces régimes, notamment le processus de décrochage d'une flamme attachée, ont été examinées dans le chap. III, avec un regard particulier porté sur l'influence du préchauffage des réactants.

Nous avons ainsi souhaité répondre à plusieurs questions en lien avec la problématique principale, relatives à l'évolution, avec préchauffage, de plusieurs caractéristiques des phénomènes transitoires associés à la (dé)stabilisation de la flamme :

- importance relative des conditions aérothermochimiques conduisant à un dépassement des limites de stabilité ;
- processus même de décrochage d'une flamme attachée ;
- phénomènes d'extinction locale de la zone de réaction.

La démarche utilisée pour l'analyse est restée similaire à celle du chap. II, avec de nouveau une vision thermique complémentaire aux approches aérodynamique et chimique. Les paramètres ayant été retenus à cet effet sont :

- la vitesse du jet combustible ;
- la nature et le taux de dilution de l'écoulement coaxial oxydant ;
- la température initiale des réactants, modifiée grâce à différents niveaux de préchauffage.

Dans un premier temps, l'effet du préchauffage a été considéré sur les transitions entre les domaines de flamme attachée et suspendue. Les grandeurs de l'étude étaient les vitesses critiques de suspension et de rattachement, qui délimitent une zone d'hystérésis. L'examen de ces grandeurs a permis d'apporter des réponses aux questions spécifiques qui se posaient concernant

- d'une part l'influence du préchauffage sur la zone d'hystérésis, et
 - d'autre part, le poids relatif de la température initiale de chacun des deux écoulements réactants sur la stabilisation d'une flamme non-prémélangée.
- Avec l'augmentation du préchauffage, le domaine de stabilité du régime de flamme attachée s'étend, tout comme la zone d'hystérésis, ainsi qu'en témoigne l'augmentation des vitesses critiques de suspension et de rattachement. Cette évolution est entièrement liée à la modification des propriétés réactives, en particulier l'élévation de la vitesse de propagation de flamme sous l'effet du préchauffage. Le caractère propagatif du bout de flamme a ainsi de nouveau été mis en avant, tant dans le cas d'une flamme suspendue lors de son rattachement, que dans le cas d'une flamme attachée dans les conditions menant à sa suspension.
 - En réalité, la différence de température existant entre les deux écoulements gazeux réactants nous a permis d'effectuer une distinction quant à leur impact thermique respectif selon le régime de stabilisation. Pour une flamme suspendue, les propriétés réactives semblent plutôt dépendre d'une « température moyenne » résultant du mélange se produisant depuis la sortie du brûleur jusqu'à la base de la flamme, entre l'écoulement coaxial et le jet combustible. Via l'accroissement de la vitesse de propagation avec l'augmentation du préchauffage, la flamme suspendue est de plus rendue moins sensible aux conditions aérodynamiques. En revanche, le décrochage en limite de stabilité d'une flamme attachée apparaît, d'un point de vue thermique, davantage conditionné par la température du jet combustible, notamment parce que celle-ci impacte aussi directement la température de la lèvre derrière laquelle se stabilise le bout de flamme.

Le processus même de décrochage d'une flamme attachée a ensuite été analysé, avec un regard particulier sur son évolution avec l'augmentation de la température initiale des réactants.

L'objectif était de savoir si ce phénomène transitoire était modifié, et comment, avec l'accroissement du préchauffage. Il s'agissait également d'en comprendre les raisons, en lien avec d'autres phénomènes transitoires, que sont notamment les extinctions locales de la zone de réaction qui peuvent se produire lorsque le temps caractéristique de la chimie devient comparable à celui du mélange. Ce phénomène transitoire d'extinction locale, qui intervient néanmoins lors d'un régime globalement stable, témoigne ainsi d'une modification, localement, de l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques. Si ces extinctions sont initialement localisées, leur impact peut cependant être global, conduisant parfois à un phénomène transitoire irréversible lorsque la flamme est décrochée, passant d'un régime attaché à un régime suspendu, deux états, initial et final, distincts. Pour traiter cette problématique, nous nous sommes intéressés à la localisation de ces extinctions locales, et à son évolution lorsque variaient les conditions initiales de préchauffage et de vitesse d'injection.

L'étude menée a montré l'existence de différents types de phénomènes transitoires pouvant localement affecter la zone de réaction en plusieurs positions caractéristiques :

- (i) Des décrochages partiels se produisent suite à une déstabilisation du bout de flamme dans sa **zone d'attachement**, mais uniquement sur une portion d'arc de la lèvre du brûleur, la zone de réaction persistant à sa hauteur d'attachement sur la portion d'arc complémentaire.
- (ii) Des extinctions locales dont l'origine spatiale se situe dans la zone du **point de rupture**, distinguant la partie amont de la flamme d'apparence laminaire sans plissements et la partie aval où s'effectue la transition vers la turbulence.
- (iii) **En aval**, où les structures turbulentes peuvent engendrer des plissements de la flamme, d'autres types d'extinctions locales sont observés suite à la courbure de la zone de réaction sous l'effet du plissement.

La probabilité d'occurrence de chacun des phénomènes dépend alors des conditions aérodynamiques mais aussi thermiques, et détermine le processus de décrochage.

- Pour de faibles niveaux de préchauffage, des extinctions locales peuvent se produire sur une large étendue de positions axiales. Néanmoins à l'approche de la vitesse critique de suspension, davantage de décrochages partiels sont observés au niveau du brûleur, ce qui conduit alors à un processus de décrochage initié à la base de la flamme.
- Pour des niveaux de préchauffage élevés en revanche, les phénomènes de décrochage partiel disparaissent pour laisser place à une intensification des extinctions locales dans la zone de rupture. Ceci est dû à une meilleure stabilisation du bout de flamme derrière la lèvre, qui permet l'obtention de vitesses d'injection accrues conduisant à des taux de dissipation scalaire élevés dans la zone de rupture : dans ce cas, la cinétique chimique n'est, de manière relative, plus assez rapide pour consommer les réactifs au taux auquel ils sont introduits dans la zone de réaction. La transition vers une flamme suspendue est alors initiée à partir du point de rupture, avec un état intermédiaire de flamme coupée transitoire, voire stable si la température initiale est suffisamment élevée. Ce dernier cas, de flamme coupée stable, correspond à une généralisation des extinctions locales au point de rupture, et nécessite pour exister que soient parallèlement réunies les conditions de stabilisation tant pour la partie amont attachée que pour la partie aval décrochée.
- Pour des niveaux intermédiaires de préchauffage, les deux processus de transition coexistent pour le décrochage, avec aussi bien des décrochages partiels que des extinctions locales dans la zone du point de rupture.

Le décrochage de la flamme dont il vient d'être question a été considéré suite à une perturbation d'ordre aérodynamique (vitesse du jet) ; afin de compléter la vision du rôle des couplages aérothermochimiques dans les mécanismes de stabilisation, un décrochage suite à une perturbation d'ordre chimique a également été examiné. L'objectif était alors de traiter des effets couplés du préchauffage et de la dilution de l'oxydant sur la stabilisation de la flamme.

Les aspects propagatifs de la flamme, identifiés comme élément de contrôle du décrochage, sont modifiés de façon antagoniste par une combinaison entre le préchauffage, qui joue en faveur d'un accroissement de la vitesse de propagation, et la dilution, qui conduit à une diminution de cette même vitesse. Mais l'augmentation de la température initiale renforce en outre les effets visqueux, pouvant ainsi modifier le régime d'écoulement du jet, et par là même la part relative des effets induits par l'aérodynamique et ceux induits par la dilution sur le décrochage. Ainsi, le préchauffage améliore la résistance d'une flamme attachée à des perturbations d'ordre aussi bien aérodynamique (vitesse d'injection) que chimique (taux de dilution).

D'autre part, les propriétés physico-chimiques distinctes pour les différents diluants ne leur confèrent pas le même impact sur la stabilisation de la flamme. La capacité d'un diluant à déstabiliser la flamme peut être convenablement quantifiée relativement à un diluant spécifique tel que le CO_2 , par le biais d'un coefficient. Néanmoins, la valeur de ce coefficient évolue avec le préchauffage, principalement selon des effets thermiques en lien avec les capacités thermique molaires ($C_{p,m}$) des différents diluants et leur évolution distincte avec la température.

Un tel coefficient englobe cependant d'autres effets, notamment radiatifs, chimiques actifs ou passifs en plus de ceux thermiques « capacitifs », et les expériences réalisées laissent à penser que leur importance relative peut être modifiée avec préchauffage, même si les effets thermique (via $C_{p,m}$) et chimique passif (via une moindre concentration en O_2) restent encore prépondérants.

IV.2 Perspectives

L'ensemble des travaux réalisés et des résultats obtenus est une contribution essentielle à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes-jets non-prémélangées. Néanmoins, il est certaines questions que les nombreuses expériences réalisées n'ont pas permis d'élucider intégralement. Plus important encore, le traitement proposé de la problématique a permis l'identification de nouvelles questions scientifiques. Ainsi, pour citer G.G. Brown lors de son discours inaugurateur du 1^{er} symposium de combustion [23] : « *the more we work, the more work we find to do* ». Ces questions scientifiques ouvrent donc encore de très nombreuses pistes de recherche, dont les principales sont explicitement reformulées ici sous forme de perspectives. Si certains de ces points n'ont pas pu être explorés par manque de temps ou de moyens, plusieurs interrogations soulevées ci-après semblent nouvelles et ne peuvent être posées ici que grâce aux apports permis par l'ensemble du travail accompli.

Les premières pistes de recherche qu'il nous paraîtrait important de suivre concernent les **mécanismes de stabilisation en régime attaché** et l'analyse qui a en été faite à travers l'interprétation de l'évolution de la localisation du bout de flamme. La *connaissance précise de la richesse locale au niveau du bout de flamme et des gradients de concentration* des différentes espèces en présence dans la zone de stabilisation, issues du jet combustible, de l'écoulement coaxial oxydant ou encore le cas échéant des produits de combustion, semble être un élément-clef pour constituer une base nécessaire à

la bonne interprétation du mécanisme de stabilisation. En particulier, si le sujet n'est pas nouveau, l'évolution en fonction de la vitesse du jet de ces gradients et de la richesse locale doit cependant être examinée et repositionnée vis-à-vis des différents régimes de stabilisation du bout de flamme identifiés.

Parallèlement, des *mesures fines de vitesse dans cette même zone d'attachement*, y compris pour les très faibles vitesses d'injection et celles proches de la suspension, apparaissent pertinentes pour compléter la connaissance des conditions aérothermochimiques dans lesquelles se stabilise le bout de flamme. Si cette démarche a été entreprise au cours de nos travaux grâce à un ensemencement de l'écoulement coaxial d'air, les mesures dans cette zone restent délicates, essentiellement à cause de la proximité de la paroi ; il s'agit là d'un verrou principalement technique. En particulier, la visualisation des filets fluides issus du jet présente un intérêt marqué pour permettre une confrontation avec les hypothèses avancées pour expliquer le mouvement du bout de flamme observé dans les différentes régions identifiées. De telles visualisations, plus spécifiquement dans les régions à faible vitesse du jet, pourraient alors être à même de confirmer, selon les cas, l'absence de décollement de l'écoulement ou la présence de zones de recirculation issues du jet.

En lien avec ces questionnements relatifs aux conditions aérodynamiques dans la zone de stabilisation, l'analyse proposée du couplage avec la température de la lèvre, basée sur un nombre de Reynolds « de lèvre » calculé à partir de l'épaisseur de la lèvre ($Re_\delta = U_{\text{fuel}}\delta/\nu_{(T_{\text{lip}})}$), pourrait être étayée par une étude de *l'influence de l'épaisseur de la lèvre* sur le comportement du bout de flamme. Si ce paramètre a déjà fait l'objet d'autres études, aucune *interprétation* n'en a été tirée quant à l'influence de l'épaisseur de la lèvre *sur les transferts thermiques au brûleur* pouvant affecter la stabilisation de la flamme.

Par ailleurs, si *l'émissivité de la lèvre du brûleur* n'a pas montré d'effet significatif lors des expériences réalisées dans les régions II et III pour lesquelles l'aérodynamique joue un rôle majeur, son influence mériterait d'être testée *dans la région I*. En effet, ces vitesses du jet les plus basses pour lesquelles la part réduite de l'aérodynamique laisse relativement plus d'importance aux effets thermiques, permettraient sûrement de mieux apprécier le rôle relatif des différents modes de transferts thermiques dans les échanges entre le bout de flamme et le brûleur, notamment ceux radiatifs et conductifs puisqu'un écoulement visqueux est peu propice aux transferts convectifs.

Enfin, il semble opportun de pouvoir consolider l'analyse des mécanismes physiques régissant l'évolution du bout de flamme avec la vitesse du jet et les différentes régions associées. Il serait sûrement intéressant de reconsidérer le caractère diffusif ou propagatif du bout de flamme en regard de la valeur de la vitesse de propagation. Mais il apparaît surtout nécessaire de déterminer les *rôles précis du ratio de vitesse et du ratio de quantité de mouvement*, notamment dans la transition constatée entre les régions I et II, traduisant par une position extrême du bout de flamme un changement de sens dans l'évolution de la position du bout de flamme avec l'augmentation de la vitesse du jet. Parmi les différents moyens envisagés pour faire évoluer ces ratios, il est possible de faire varier la vitesse de l'écoulement coaxial oxydant, ou encore de changer la nature du combustible, modifiant ainsi sa masse volumique et donc le ratio de quantité de mouvement. Bien entendu, suite à un changement de combustible, d'autres effets couplés sont attendus à plusieurs niveaux (modification de la fraction de mélange à la stœchiométrie, des coefficients de diffusion, etc.), qu'il conviendra également d'identifier et d'en évaluer l'importance dans les mécanismes de stabilisation.

À la suite de ces premières pistes de recherche relatives à l'analyse de la zone d'attachement, un second volet de perspectives concerne plus spécifiquement le **rôle relatif des modes de coincement chimique et thermique dans l'interaction entre le bout de flamme et la paroi** et ses conséquences sur la stabilisation d'une flamme-jet non-prémélangée attachée derrière la lèvre du

brûleur. Tout d'abord, un *contrôle actif de la température* de la lèvre du brûleur pourrait être envisagé, afin de mieux définir le rôle de cette condition aux limites thermique au sein des couplages aérothermochimiques. De plus, un contrôle actif de la température de la lèvre, s'affranchissant ainsi de la dépendance aux conditions d'injection et à la position du bout de flamme, permettrait de mieux évaluer l'interaction hétérogène entre la flamme et des matériaux de nature chimique distincte, puisque nous avons vu que le rôle relatif du mode de coincement chimique était accru dès lors que les pertes thermiques à la paroi étaient réduites par une température de surface élevée.

D'autres questions se posent quant aux mécanismes mêmes de coincement chimique, et au rôle qu'occupent les *différents radicaux intermédiaires*, dont les *groupes hydroxyles*, dans les réactions de terminaison subies à la paroi : quels radicaux sont mis en cause ? Selon quels processus ? Dans quelle mesure les phénomènes d'adsorption et désorption à la surface du brûleur sont-ils affectés par la température de la lèvre, à chaque fois selon le couple nature de surface/espèce(s) adsorbée(s) et recombinées ? Une manière d'apporter des réponses à ces questions serait de procéder systématiquement à une caractérisation physico-chimique de la surface des matériaux utilisés comme brûleur, avec si possible une détermination des différentes espèces adsorbées (O, OH, etc.). Cette caractérisation est alors souhaitable aussi bien avant qu'après mise en situation (stabilisation de la flamme derrière la lèvre du brûleur), ce qui pourrait aussi permettre de caractériser l'évolution et le vieillissement de la surface et de ses propriétés chimiques en fonction d'un nombre donné ou bien d'une durée d'utilisation du brûleur dans des conditions fixées de stabilisation. Cette approche nécessite un contrôle effectif de la préparation et des conditions de mise en place du brûleur. Afin de vérifier la possibilité, avec l'augmentation de la température de surface de certains matériaux utilisés comme brûleur, d'une désorption de groupes hydroxyles et leur rôle dans le coincement et la stabilisation de la flamme, il peut d'ailleurs s'avérer judicieux de s'intéresser à l'humidité initiale de la paroi du brûleur. Il semblerait en effet que l'adsorption d'eau à la surface de matériaux puisse se faire sous forme de couches de groupes OH [184]. Différentes situations d'étude sont alors envisageables, à commencer par un brûleur préalablement passé en étuve avant utilisation, à une température suffisante pour évaporer l'eau. L'étude pourrait éventuellement être menée en fonction de la température de l'étuve, puisque la désorption dépend non seulement du couple adsorbat/adsorbant, mais aussi de la température de surface. À l'inverse, une autre situation d'étude possible consisterait à forcer l'adsorption d'eau, c'est-à-dire charger en humidité la surface du brûleur avant utilisation afin d'en déduire un éventuel rôle au cours de la stabilisation de la flamme en interaction avec la paroi.

Enfin, un autre moyen est proposé pour déterminer l'importance d'espèces telles que des groupes hydroxyles adsorbés à la surface du matériau, et ainsi expliquer la spécificité de la StumatiteTM pour affiner l'évaluation du rôle relatif des modes de coincement chimique et thermique. Il s'agit de chercher et *tester d'autres matériaux*, compatibles avec l'utilisation qui veut en être faite (usinabilité, non porosité, etc.), de composition similaire à la StumatiteTM (comme peut-être la stéatite, composée notamment de talc et de chlorite), mais dont la conductivité thermique serait si possible nettement supérieure (celle de la stéatite, $6,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, reste encore faible). Une compréhension des mécanismes physiques qui confèrent sa spécificité à la StumatiteTM permettrait d'en déduire le rôle plus général de l'interaction flamme/paroi dans les mécanismes de stabilisation d'une flamme-jet.

L'analyse de la zone de stabilisation de la flamme à proximité de la lèvre du brûleur est donc encore riche en perspectives. Mais d'autres actions sont également envisageables pour consolider la compréhension du rôle de la thermique, notamment dans les **transitions entre les différents régimes de combustion**. Est notamment concernée l'influence de la température initiale des réactants, à partir de laquelle ont été déterminés le *caractère thermiquement dominant* du jet combustible pour la suspension d'une flamme attachée, et d'une « température de mélange » entre le jet combustible et

l'écoulement coaxial oxydant pour le rattachement d'une flamme suspendue. Des écarts plus importants et surtout maîtrisés entre les températures des deux écoulements permettraient alors de confirmer ces interprétations. Plus spécifiquement, pour discriminer l'impact thermique du jet de celui du combustible sur le décrochage d'une flamme attachée, une configuration de jet inversé pourrait être envisagée, avec au centre un jet oxydant et autour un écoulement coaxial combustible.

Pour aller plus loin dans l'interprétation des transitions, ici basée sur le caractère propagatif du bout de flamme à travers notamment la représentativité de la **vitesse laminaire d'une flamme prémélangée à la stoechiométrie**, il apparaît également indispensable de savoir plus précisément ce que devient cette propriété dans des conditions extrêmes, de préchauffage, mais aussi de dilution. Le concept même de vitesse de propagation, aussi bien laminaire que turbulente, s'il est clairement défini pour de faibles températures initiales pour lesquelles les mécanismes cinétiques sont relativement bien connus, est-il réellement toujours acceptable en l'état dès lors que la température initiale des réactants est de l'ordre de 1000 K par exemple ? La question mérite également d'être posée à l'approche des limites d'inflammabilité, notamment en présence d'un taux de dilution élevé, conditions ayant reçu relativement moins d'attention dans la littérature et qui présentent de fait les disparités les plus importantes. La réponse à ces questions nécessite des études plus fondamentales, mais néanmoins indispensables à un traitement correct de la problématique de stabilisation dans des conditions extrêmes telles que rencontrées en pratique dans les applications réelles.

Lors des expériences réalisées, il a été mis en avant que cette **combinaison d'une dilution importante avec un fort préchauffage** pouvait laisser apparaître des *effets non-linéaires* dans la réponse au décrochage d'une flamme attachée, pour les vitesses les plus élevées du jet en régime turbulent. Ce point n'a pas été investigué pendant notre étude, mais pourrait l'être au cours de travaux futurs. Une telle démarche rendrait de plus possible la détermination de l'évolution, avec la température initiale, du rôle relatif des différents effets induits par la dilution. Ceux-ci ont déjà été préalablement évalués à température ambiante, et l'évolution du coefficient K_{dl} avec préchauffage a été déterminée ici, permettant une vision globale de l'influence du préchauffage sur les effets couplés de la dilution. Toutefois, une *évaluation quantitative* de la part des *différents effets* induits par la dilution reste souhaitable à *température élevée*. Ceci est d'autant plus vrai qu'une évolution des mécanismes réactionnels avec préchauffage est susceptible d'accroître les effets chimiques actifs, tout comme les effets thermiques par rayonnement peuvent aussi prendre de l'ampleur avec l'élévation de température. Le rôle précis de chacun des effets, nominativement chimiques actifs ou passifs et thermiques capacitif ou radiatif, peut évoluer en conséquence, et doit encore être déterminé.

De nombreuses questions persistent également relatives aux **extinctions locales** de la zone de réaction. Il serait intéressant de savoir, notamment, *comment est affectée l'épaisseur de la zone de réaction* en lien avec les extinctions locales. Ce lien peut être aussi bien temporel, si l'on s'intéresse à l'évolution de l'épaisseur dans les instants précédant l'extinction locale, voire, en cas de rallumage, dans les instants suivant celui-ci, que spatial, si l'on souhaite comparer l'épaisseur moyenne de la zone de réaction selon la position axiale (et radiale) considérée avec la probabilité d'occurrence d'extinctions locales déterminée à cette même position.

Sur ce même sujet, il serait particulièrement bienvenu de pouvoir valider les théories formulées dans la littérature et reprises dans cette étude, selon lesquelles les extinctions locales se produisent suite à un dépassement (par excès dans l'amplitude et/ou la durée) d'un *taux critique*

d'étirement ou de dissipation scalaire. Il sera pour cela nécessaire d'arriver à une mesure de ces taux, idéalement à la fois résolue dans le temps et corrélée à la visualisation d'extinctions locales.

Pour approfondir l'étude statistique conduite sur la localisation des extinctions locales et leur probabilité d'occurrence, un complément d'étude pourrait être mise en place par le biais d'une analyse en composantes principales. Ainsi, si des *modes propres* étaient alors mis en évidence, l'interprétation du lien entre extinctions locales et flamme coupée pourrait aussi s'en trouver facilitée.

Une autre question se pose à propos du phénomène de **flamme coupée**, pour savoir quelle est *l'influence de la partie amont attachée sur la partie aval détachée*. Il y a en effet nécessairement des produits de combustion en amont de la zone de réaction détachée, voire la présence éventuelle de radicaux selon leur durée de vie et la longueur de coupure. Pour répondre à cette question, le plus simple semble être une étude systématique et comparative, dans les mêmes conditions initiales de vitesse et de température, des caractéristiques d'une flamme suspendue et de la partie détachée d'une flamme coupée, en particulier la hauteur de stabilisation, même si d'autres éléments de compréhension pourraient être apportés par la connaissance également des profils de température ou de concentration. Une telle analyse pourrait de la même manière être réalisée à la fois dans la partie amont attachée, dans la partie intermédiaire éteinte et dans la partie aval détachée, pour affiner davantage la réponse à la question.

Annexes

Annexe A	Dispositif Expérimental.....	175
A-1.	Alimentation en air.....	175
A-2.	Alimentation en méthane.....	177
A-3.	Chambre de combustion.....	177
A-4.	Débitmétrie.....	179
A-5.	Préchauffage	180
A-6.	Dilution de l'oxydant.....	181
A-7.	Brûleur	183
Annexe B	Thermométrie et Comportement Thermique du Foyer	187
B-1.	Mesures de température	187
B-2.	Caractérisation et analyse du comportement thermique du foyer.....	193
Annexe C	Diagnostics Optiques	201
C-1.	Visualisation directe.....	201
C-2.	Chimiluminescence	202
C-3.	Fluorescence Induite par Laser (LIF-OH).....	209
C-4.	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	216
C-5.	Ombroscopie	219
Annexe D	Rattachement d'une Flamme Suspendue	221
D-1.	Bouffées turbulentes isothermes.....	221
D-2.	Bouffées turbulentes en écoulement réactif.....	222
D-3.	Transitions et rattachement d'une flamme-jet.....	224
Annexe E	Publications issues des présents travaux.....	229
E-1.	Article se rapportant au Chapitre II.....	229
E-2.	Article se rapportant au Chapitre III	237

Annexe A Dispositif Expérimental

Cette annexe présente plus en détail le banc expérimental, le brûleur et son environnement ainsi que les appareillages et les méthodes utilisés lors des différentes campagnes d'essais (fig. A.1). Le comportement thermique du foyer et les mesures de thermométrie sont présentées en Annexe B, tandis que les diagnostics optiques utilisés sont décrits en Annexe C.

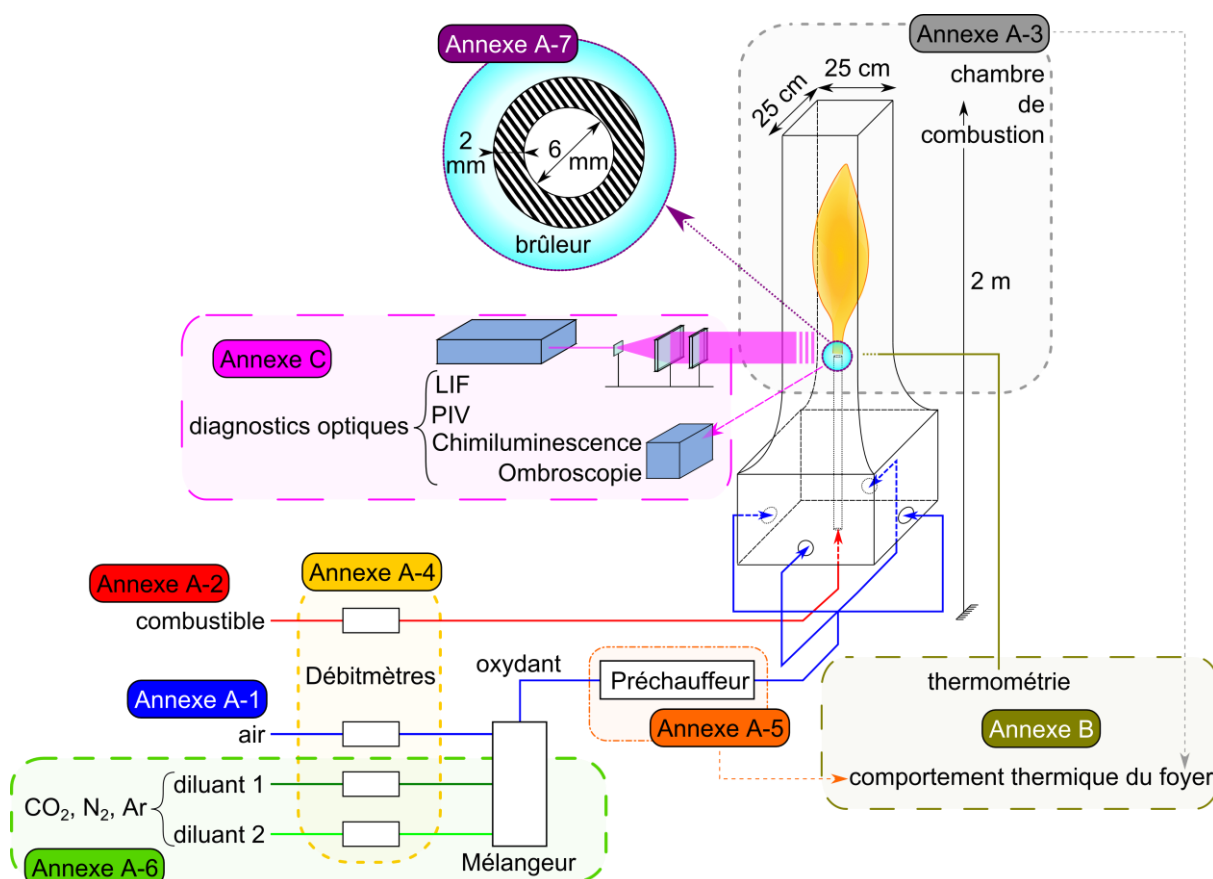


Fig. A.1 : Schéma du montage expérimental et du plan de sa présentation dans les annexes.

A-1. Alimentation en air

L'alimentation en air est réalisée via un réseau d'air comprimé. Un bloc de traitement d'air (KAESER) installé en amont du débitmètre d'air élimine les impuretés et les gouttes d'huile et d'eau. Cela permet d'une part de protéger les débitmètres dont la régulation repose (cf. A-4) sur un principe thermique (particulièrement sensible aux gouttes d'huile ou d'eau qui pourraient être en suspension dans l'air), et d'autre part, de maintenir des conditions aux limites répétables en termes de composition d'air, en évitant ainsi la présence d'huile (qui est combustible et donc susceptible de perturber les mécanismes de combustion) et en s'affranchissant également d'un taux d'humidité variable d'une

campagne d'essais à l'autre. Le bloc de traitement d'air se compose d'un séparateur de condensats centrifuge (KAESER ZK03), d'un sécheur frigorifique (KAESER TB 26) puis de trois filtres en série, un filtre micronique (KAESER FE28D), un filtre submicronique (KAESER FF28B) et un filtre à charbon actif (KAESER FG28).

L'air du réseau est comprimé à 7 bars. Deux lignes sont disponibles pour alimenter en air comprimé les deux débitmètres employés (cf. A-4), chacune équipée d'un détendeur (NORGREN Olympian Plus, respectivement R64G-6GK-RMN et R64G-8GK-RLN) accompagné de soupapes de sécurité respectivement tarées à 4 et 5 bars.

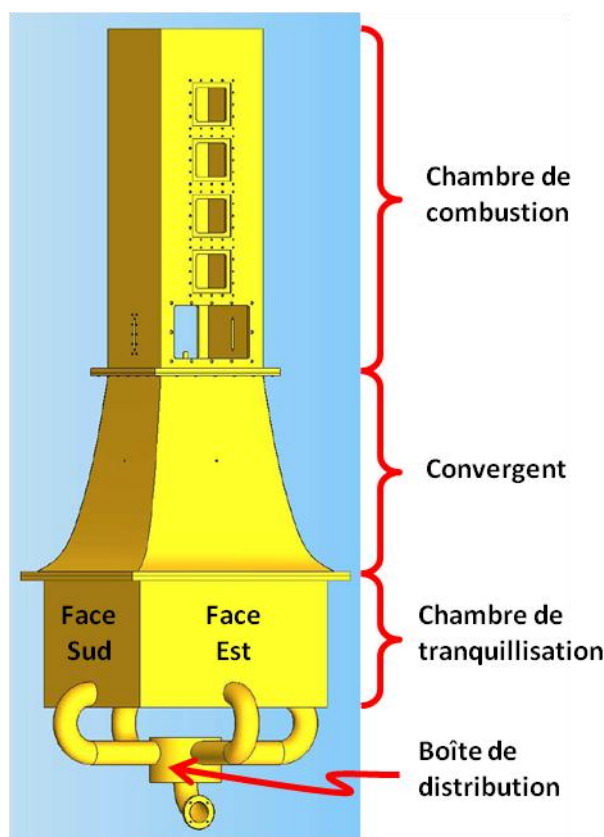


Fig. A.2 : Schéma du dispositif présentant la veine d'alimentation en air et la chambre de combustion.

En aval du débitmètre (cf. A-4), l'air, pur ou dilué (cf. A-6), à température ambiante ou bien préchauffé (cf. A-5), arrive par le bas du dispositif expérimental dans une « boîte de distribution », tel qu'illustré sur la fig. A.2. Le distributeur est un cylindre vertical de 170 mm de diamètre par 106 mm de hauteur permettant de répartir le débit vers quatre conduits en U de diamètre intérieur 50 mm alimentant une chambre de tranquillisation (cf. fig. A.2). Celle-ci a une section carrée de $500 \times 500 \text{ mm}^2$ environ sur 300 mm de haut, et dispose de deux grilles de relaminarisation. Ces grilles (Gantois, tôles perforées R2T3.5 en acier inoxydable 316L, d'épaisseur 1 mm avec des trous de 2 mm de diamètre et 3,5 mm d'entre-axe, soit 30% de vide) sont distantes de 70 mm et ont pour fonction de relaminariser l'écoulement oxydant en cassant les grandes structures tourbillonnaires avant la section de sortie du jet combustible. Un convergent de 465 cm de hauteur (cf. fig. A.2) fait ensuite la liaison entre la chambre de tranquillisation et la chambre de combustion (cf. A-3). Avec un ratio de contraction d'environ 4:1, ce convergent permet d'aplanir le profil de vitesses d'oxydant dans le plan de sortie du jet combustible. La chambre de tranquillisation, comme le convergent, sont en acier inoxydable 304L d'épaisseur 3 mm, pouvant supporter une température maximale de 1300°C [155]. La combustion se déroule ensuite dans la chambre décrite en A-3.

A-2. Alimentation en méthane

L'alimentation en méthane est réalisée à partir d'un cadre de 9 bouteilles. Il s'agit de méthane (Air Liquide) de pureté supérieure à 99,95% afin de s'affranchir au maximum des traces d'autres hydrocarbures ou autres gaz susceptibles de modifier les propriétés du combustible et donc d'altérer les observations expérimentales (risque de modifications de la cinétique chimique et donc des couplages). Un module de détente du gaz (Air Liquide, MOD ML1 200-10-50 1 CAD TYPE E(NF)) est utilisé. Celui-ci est composé de deux étages de détente avec un réchauffeur intermédiaire, ainsi que d'une vanne de purge. En aval, un dernier détendeur accompagné d'une vanne de fermeture (Air Liquide, PDG 50-3-2,5) permet l'alimentation du débitmètre en méthane à la pression souhaitée (cf. A-4).

En aval du débitmètre, le combustible est conduit à travers les matelas isolants pour être introduit, par le bas, au sein du foyer. Les jonctions se font alors par différents raccords (Swagelok), dont un en coude sous la chambre de tranquillisation d'air et un autre permettant de traverser la cloison basse de la chambre de tranquillisation de manière étanche. C'est sur un dernier raccord dans le fond de la chambre de tranquillisation qu'est fixé le tube d'injection. Il s'agit d'un tube droit, de 6 mm de diamètre intérieur D_i et de 2,0 mm ou 2,1 mm d'épaisseur de lèvres δ , décrit plus précisément en A-7. La longueur l du tube (≈ 950 mm) et donc le ratio l/D_i (> 150) assurent un profil d'écoulement pleinement développé. À mi-hauteur du convergent d'oxydant, le maintien et le centrage du tube d'injection du combustible sont assurés par quatre tiges ou tubes métalliques filetés, de faible section (respectivement 4 mm et 5 mm de diamètre) afin de limiter la perturbation de l'écoulement oxydant.

A-3. Chambre de combustion

C'est au sein de la chambre de combustion, à l'aval du convergent, que se stabilise la flamme non-prémélangée. Cette chambre possède une section carrée de $250 \times 250 \text{ mm}^2$, et une hauteur de 810 mm. D'une épaisseur de parois de 8 mm, elle est constituée en acier inoxydable réfractaire et est prévue pour résister à une température maximale de 2100°C [155].

Différentes ouvertures ont été aménagées dans les parois de la chambre de combustion (cf. fig. A.2), pour permettre des accès physiques et optiques d'opération, de contrôle, de mesure et de diagnostics. Deux des parois en vis-à-vis (est et ouest) disposent notamment chacune de cinq ouvertures carrées de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Ces ouvertures peuvent être obturées, soit par des hublots métalliques, d'épaisseur et composition identiques aux parois de la chambre de combustion, soit par des hublots en Hérasil® 102, d'épaisseur 10 mm. Les hublots en Hérasil® 102 ont un taux de transmission important, y compris dans l'ultraviolet ($> 90\%$, cf. fig. A.3). Ces caractéristiques sont nécessaires pour les diagnostics optiques de LIF-OH (cf. Annexe C-3) et chimiluminescence-CH* (cf. Annexe C-2). Les cinq ouvertures sont réparties sur toute la hauteur de la chambre de combustion afin d'avoir accès à différentes régions axiales du foyer.

The uppermost curves in the transmission graphs indicate the calculated Fresnel reflection losses for two uncoated surfaces.

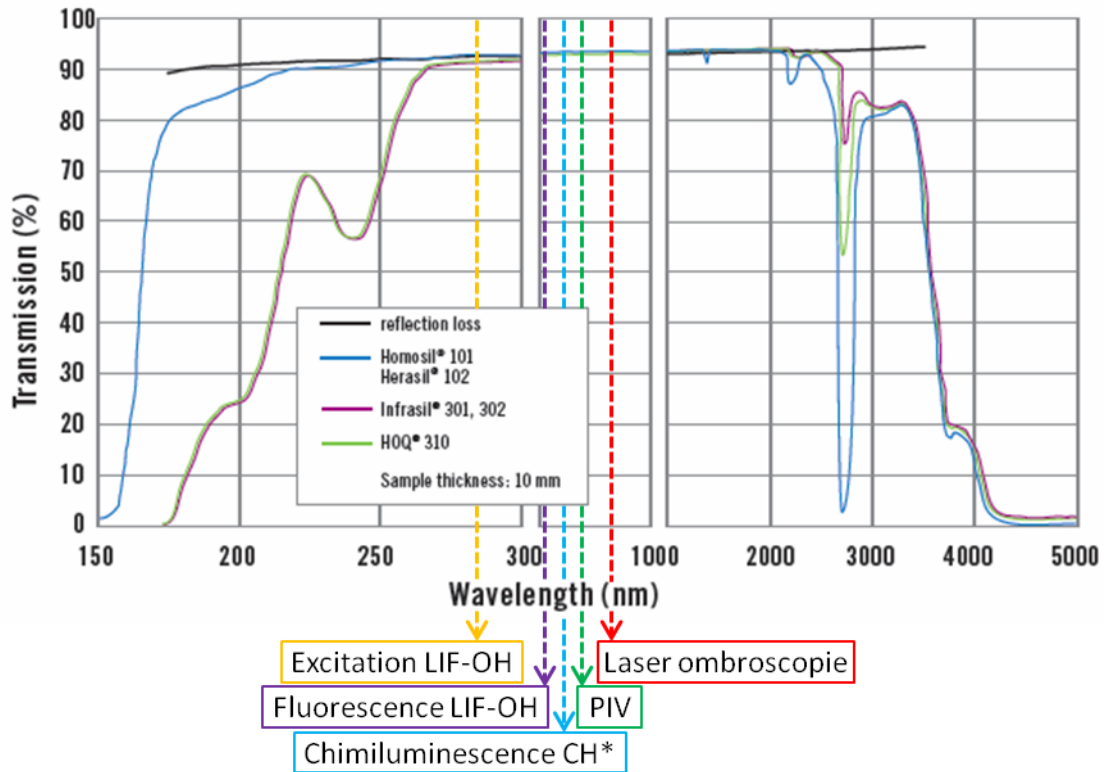


Fig. A.3 : Courbe de transmission de l'Herasil® 102 [90].

Il faut noter que l'ouverture la plus basse mesure en réalité 200 mm de large par 100 mm de haut (cf. fig. A.2), facilitant ainsi un accès au brûleur pour les opérations de maintenance. Cette large ouverture est fermée par un hublot métallique qui comprend à son tour l'une des cinq ouvertures carrées de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, ainsi qu'un bouchon latéral dévissable pour le passage temporaire d'un brûleur pilote mobile dont la flamme est nécessaire à l'allumage du brûleur principal de l'étude. L'un des hublots métalliques dispose en outre de cinq bouchons vissés dont l'un est percé pour permettre un accès pour thermocouples.

Les deux autres parois (sud et nord, fig. A.2), ne disposent que d'une seule ouverture chacune. Ces ouvertures mesurent 20 mm de large par 100 mm de haut, englobant le plan de sortie du jet, et sont conçues pour permettre le passage de thermocouples ou d'une nappe laser dans l'écoulement pour les mesures de LIF-OH (cf. C-3) et de PIV (cf. C-4). Là encore, plusieurs options ont été employées pour fermer ces ouvertures selon le cas : **(i)** un hublot métallique plein ; **(ii)** un hublot métallique percé pour un accès thermocouple simple ; **(iii)** un hublot en Hérasil® 102 pour les diagnostics optiques ; ou encore **(iv)** un assemblage de tissus isolants avec fente centrale, permettant le passage et le déplacement axial et latéral d'un thermocouple monté sur une platine à translation (cf. Annexe B-1), tout en évitant la transmission d'un mouvement convectif d'air dans la chambre de combustion.

Dans cette étude, la flamme est stabilisée au sein d'un foyer confiné. Celui-ci a cependant été conçu pour éviter toute zone de recirculation large (à l'échelle de la chambre de combustion). Ce dimensionnement a été établi à l'aide du nombre de Craya-Curtet calculé pour différents régimes d'écoulement et vitesses du jet combustible à température ambiante [154,155]. Les dimensions de la chambre de combustion ont également été prévues pour qu'il n'y ait pas d'interaction directe autre que le rayonnement entre la flamme et les parois.

Il y a par ailleurs entre la chambre de combustion et le système de collecte des fumées une portion non confinée sur une hauteur de 65 mm. L'objectif est ici d'éviter tout couplage acoustique susceptible de venir perturber la flamme et sa stabilisation en amont.

A-4. Débitmétrie

L'ensemble des gaz utilisés ont été mis en œuvre grâce à des contrôleurs et mesureurs de débit massique BROOKS (*Mass Flow Meter & Controller*, MFM&C) dont les principales caractéristiques sont répertoriées dans le tab. A.1. Il s'agit de débitmètres massiques thermiques, basés sur le principe de la cinétique du transfert de chaleur au sein d'un fluide de composition et donc de caractéristiques thermiques connues [65]. La régulation de ces débitmètres est effectuée à l'aide d'un système de contrôle électronique intégrant une vanne et un algorithme adaptatif. Puisque la précision de ces débitmètres dépend de la pleine échelle, le débitmètre ayant la pleine échelle la plus adaptée à chaque essai a été systématiquement employé dans la mesure du possible. Durant les campagnes d'essais avec dilution, il a parfois été nécessaire d'utiliser des débitmètres calibrés avec un gaz autre que celui employé. Dans ce cas, un facteur correctif a été appliqué selon l'équation (A.1), en utilisant les facteurs de gaz listés dans le tab. A.2.

Tab. A.1 : Débitmètres BROOKS utilisés.

Type	Pleine échelle (p.e.) [NL.min ⁻¹] ^{hh}	Gaz de calibration	Pressions d'emploi amont/aval	Précision	
5853s	1 000	Air	3/P _{atm}	± 0,2% p.e. ±0,7% débit	
	2 500		4/P _{atm}		
5850TR	1	CH ₄	1,5/P _{atm}	± 1,0% p.e.	
	10				
5853s	100				± 0,2% p.e. ±0,7% débit
	400			CO ₂	
	300	H ₂			

$$\text{Débit de consigne} = \text{débit souhaité} \times \frac{\text{facteur du gaz de calibration}}{\text{facteur du gaz utilisé}} \quad (\text{A.1})$$

Tab. A.2 : Facteurs de Gaz.

Gaz	Facteur de gaz
Air	0,998
Argon	1,395
Azote	1,000
Dioxyde de Carbone	0,773
Hydrogène	1,008
Méthane	0,763

Ces débitmètres sont alimentés en +15 V/–15 V et pilotés à l'aide d'une entrée/sortie 0–5 V par un boîtier de contrôle. Deux modèles de boîtier de contrôle ont été utilisés, le modèle BROOKS

^{hh} Conditions normales de température et de pression : 0°C et 1 atm.

0152 (2 voies) ou le modèle BROOKS 0154 (4 voies). Quatre voies permettent, outre l'air et le méthane, d'injecter jusqu'à deux diluants simultanément dans l'air (cf. A-6). Un câble RS232 rend possible la communication (en mesure comme en contrôle) avec un ordinateur.

Les vitesses (débitantes, c'est-à-dire en considérant dans chaque cas la vitesse équivalente constante sur la section d'injection) sont ensuite calculées, comme dans l'exemple de l'équation (A.2) pour celle du combustible U_{fuel} , à partir du débit massique mesuré Q_{fuel} , de la section de passage du fluide A_{fuel} et de sa masse volumique ρ_{fuel} . La masse volumique est déterminée en fonction de la température mesurée (cf. Annexe B-1) à l'aide de valeurs tabulées^{ii,jj} issues du logiciel RefProp [129].

$$U_{fuel}[m.s^{-1}] = \frac{Q_{fuel}[kg.s^{-1}]}{\rho_{fuel}[kg.m^{-3}] \times A_{fuel}[m^2]} \quad (A.2)$$

A-5. Préchauffage

Trois préchauffeurs électriques (SYLVANIA) ont pu être employés lors des différentes campagnes d'essais, répertoriés dans le tab. A.3, en fonction des contraintes de débit minimal et maximal et de température. Ces préchauffeurs sont composés d'éléments résistifs en FeCrAl. Pour chaque préchauffeur, une armoire électrique adaptée inclut les boîtiers de contrôle et de régulation.

Tab. A.3 : Principales caractéristiques des préchauffeurs employés.

<i>Dénomination</i>	<i>Puissance [kW]</i>	<i>Température maximale [°C]</i>	<i>Débit maximal à la température maximale [NL.min⁻¹]</i>	<i>Débit minimal [NL.min⁻¹]</i>
SUREHEAT® JET	8	760	375	60
SUREHEAT® MAX	18	760	940	340
SUREHEAT® MAX HT	30	900	1320	340

Les températures maximales indiquées dans le tab. A.3 sont celles théoriques en sortie immédiate de réchauffeur. Cependant, la température pertinente est celle dans la section de sortie du jet combustible, qui doit donc être considérée dans cette étude. Celle-ci est mesurée par thermocouple (cf. Annexe B-1). Afin de limiter au maximum les pertes de chaleur et de maintenir un niveau de température conséquent dans le plan de sortie du jet, toute la partie basse du dispositif expérimental est isolée, depuis le réchauffeur jusqu'au convergent, tel qu'illustré sur la photographie de la fig. A.4. Les matelas isolants ont été fabriqués sur mesure (ELIT), et ont été complétés par un isolant fibreux haute température (Superwool® HT) afin d'optimiser l'isolation.

Afin de limiter les chocs thermiques au niveau du réchauffeur mais surtout des différents éléments (notamment raccords) situés dans la partie basse du dispositif expérimental, l'application d'une consigne de température se fait par rampe ou par palier de préchauffage plutôt que selon un unique créneau.

La caractérisation et l'analyse du comportement thermique du foyer sont présentées en Annexe B-2.

ⁱⁱ Composition molaire considérée pour l'air : azote 78,12%, argon 0,92% et dioxygène 20,96%.

^{jj} Valeurs extrapolées pour le méthane au-delà de 937 K.



Fig. A.4 : Photographie illustrant l'isolation de la partie basse du foyer.

A-6. Dilution de l'oxydant

Deux lignes de dilution ont été mises en place. L'alimentation en diluant se fait à partir de bouteilles de gaz purs (Air Liquide) d'azote, de dioxyde de carbone et d'argon. Ces bouteilles sont reliées via un réchauffeur électrique (Air liquide, LRX) à une vanne 3 voies (détente et purge), suivie d'un second détendeur (Air Liquide, GD 200) permettant de fixer la pression souhaitée pour l'alimentation des débitmètres (cf. A-4).

La dilution de l'air s'effectue en aval des débitmètres dans un mélangeur constitué d'un cylindre vertical métallique de 100 mm de diamètre et 250 mm de hauteur. Les entrées se font par quatre jets sur la partie basse du cylindre, diamétralement opposés deux à deux, et la sortie est réalisée par le haut. Deux de ces jets sont alimentés en air, et les deux autres sont alimentés par un seul ou deux diluants distincts selon le cas. La configuration en jets coïncidents a été choisie pour favoriser l'homogénéisation air/diluant(s) au sein du mélangeur.

Les études antérieures concernant l'impact de la dilution sur la stabilisation des flammes non-prémélangées [154–156] ont permis de distinguer le taux de dilution $Q_{\text{dil}}/Q_{\text{air}}$ comme paramètre pertinent pour représenter l'effet de la dilution sur la stabilisation de la flamme. Le débit de diluant mélangé à l'air est donc calculé en fonction du taux de dilution souhaité. Dans le cas du mélange $\{\text{CO}_2 + \text{Ar}\}$, l'objectif est d'obtenir un mélange de capacité thermique molaire équivalente à celle de

l'azote ($C_{P,m,\{CO_2 + Ar\}} = C_{P,m,N_2}$). Puisque les capacités calorifiques molaires de l'argon et du dioxyde de carbone n'évoluent pas identiquement en fonction de la température (cf. fig. III.47), leurs proportions sont ajustées en fonction du préchauffage.

Trois protocoles de dilution ont été testés (sans préchauffage) afin d'en vérifier l'impact sur les mesures (Min, [155]). Ces trois protocoles conservent respectivement constants (I) le débit massique d'oxygène, (II) la vitesse d'oxydant et (III) le débit massique d'oxydant. À température ambiante, un écart relatif maximal de 5% a été constaté entre deux protocoles distincts (tab. A.4, [154,155]), confirmant ainsi que l'augmentation de vitesse provoquée par le protocole (I) ou la diminution du débit massique d'oxygène induite par le choix des protocoles (II) ou (III) n'impacte pas de manière significative les résultats obtenus.

L'effet stabilisateur du préchauffage sur la flamme (cf. III.1) conduit à des taux de dilution critique en limite de décrochage $(Q_{dil}/Q_{air})_{lift}$ plus importants (cf. III.2), susceptibles d'accentuer les différences induites par le choix du protocole. Les deux protocoles présentant le plus de différences à température ambiante, soit (I) et (III), ont ainsi été testés dans quelques cas représentatifs pour différents diluants et différentes valeurs de préchauffage et de vitesses d'injection du combustible. L'écart relatif maximal observé entre les deux protocoles a été de 7% (tab. A.4), confirmant que le choix du protocole n'introduisait pas de biais significatif lors des expériences couplant dilution et préchauffage.

Tab. A.4 : Écarts de température

$T_{ox,ref}$ [K]	Écart relatif maximal entre les résultats constaté suivant le protocole de dilution
295	5% [155]
600	7%

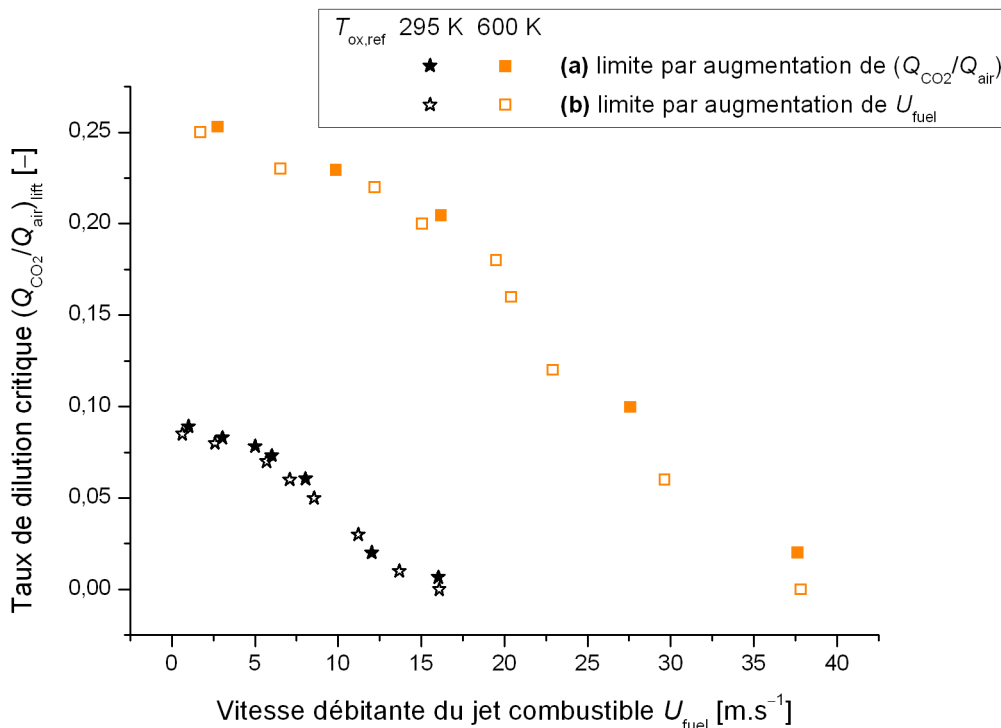


Fig. A.5 : Comparaison des limites de stabilité obtenues par augmentation du taux de dilution ou de la vitesse débitante d'injection.

Dans le même esprit, deux procédures de détermination des limites de décrochage ont été testées. Toutes les campagnes d'essais ont été conduites selon la procédure (a), en fixant la vitesse d'injection et en augmentant progressivement le taux de dilution jusqu'au décrochage (suspension ou soufflage) de la flamme. Cette procédure est celle employée lors des travaux précédents [154–156]. Une seconde procédure, (b), consiste à fixer le taux de dilution et à augmenter la vitesse d'injection jusqu'au décrochage de la flamme. Les limites de stabilité obtenues en utilisant chacune des deux procédures restent cohérentes (fig. A.5). **Par conséquent, ce sont les résultats obtenus selon la procédure (a) et le protocole (I) qui sont reportés dans la partie III.2 :** augmentation progressive du débit de diluant ajouté à vitesse d'injection du combustible et débit d'air fixés.

A-7. Brûleur

Pour répondre aux différentes questions physiques posées et notamment élucider le rôle des transferts thermiques au brûleur dans les mécanismes de stabilisation, différents brûleurs ont été employés. Cette partie présente leurs caractéristiques intrinsèques (matériau, propriétés thermo-chimiques, etc.) et les conditions de leur mise en œuvre (configuration, revêtement émissif ou non, etc.). Le tab. A.5 recense l'essentiel de ces données pour tous les brûleurs testés. Tous sont des tubes droits de 6 mm de diamètre intérieur D_i (l'influence du diamètre intérieur du jet a été traitée dans les réfs. [34,72,220]). Le brûleur HT-310 (en acier inoxydable réfractaire, nuance 310) a une épaisseur de lèvres de 2,1 mm, contrairement à tous les autres brûleurs testés pour lesquelles l'épaisseur de lèvre est de 2,0 mm. Cette différence (5%) est minime et reste du même ordre de grandeur que les tolérances d'usinage ($\pm 0,1$ mm) pour l'ensemble des autres brûleurs considérés qui peuvent affecter l'épaisseur de la lèvre, la coaxialité du brûleur ou encore le profil de la lèvre lorsque les contraintes d'usinage imposent par exemple un léger chanfrein essentiellement côté intérieur. Si des modifications importantes de l'épaisseur ou du profil de la lèvre ne sont pas sans conséquences sur la stabilisation du bout de flamme [124,167,207], les variations géométriques minimales pouvant exister entre les différents brûleurs de cette étude ne suffisent pas à considérer la géométrie du brûleur comme variable ; elles peuvent en revanche expliquer certaines dispersions des données expérimentales.

Selon les cas, le brûleur est composé d'une seule ou bien de deux pièces. Dans la configuration « tube complet », un tube d'un seul tenant est fixé à l'arrivée de combustible dans la partie basse du foyer. C'est cette configuration qui a été utilisée dans tous les tests avec préchauffage. Outre le brûleur HT-310, deux autres tubes de ce type, aussi en acier inoxydable réfractaire (nuance 310), ont été utilisés. À ces deux tubes correspondent deux conditions d'émissivité ($\varepsilon_1, \varepsilon_2 \approx 2\varepsilon_1$) de la lèvre qui ont été testées, l'une conservant le matériau brut (UC pour *uncoated*) et la seconde avec un revêtement (Aremco, HiE-Coat 840) hautement émissif (BC pour *black-coated*). L'émissivité des lèvres des deux brûleurs en inox 310 (UC-310 (ε_1) et BC-310 (ε_2)) a été caractérisée à l'aide d'un spectromètre PerkinElmer selon la méthode de la réflectivité dans les domaines du visible et du proche infrarouge (fig. A.6).

D'autres matériaux ont été testés avec un brûleur constitué de deux pièces. Dans cette configuration, seul le matériau de l'embout (mâle, cf. fig. A.7) change. Le tube de base (femelle), sur lequel l'embout vient s'ajuster, reste en alumine dans tous les cas testés. Après assemblage {tube de base + embout}, la longueur totale est la même que celle des tubes complets, de sorte que les deux configurations soient en tout point géométriquement identiques.

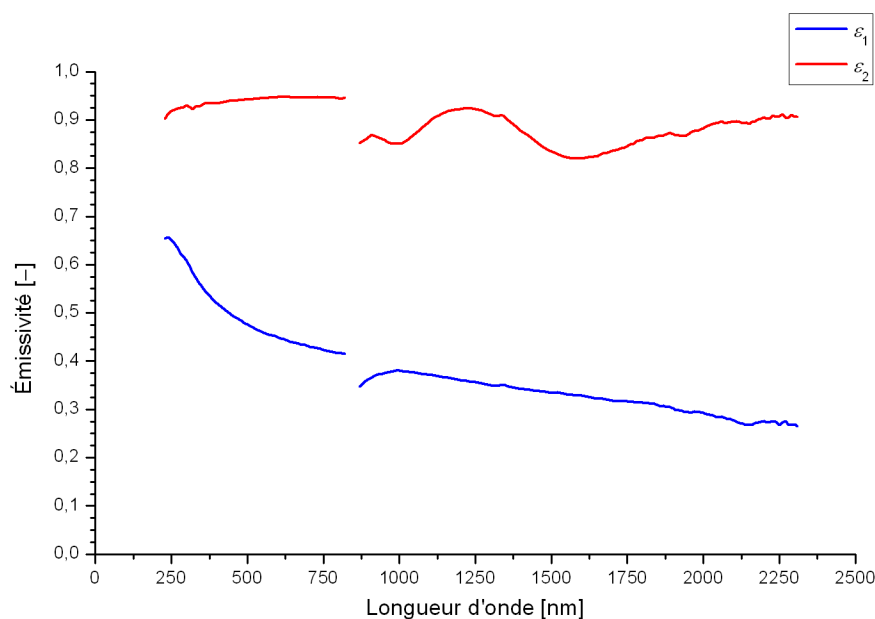


Fig. A.6 : Emissivité de l'acier inoxydable réfractaire brut (UC-310, ϵ_1) ou revêtu (BC-310, ϵ_2).

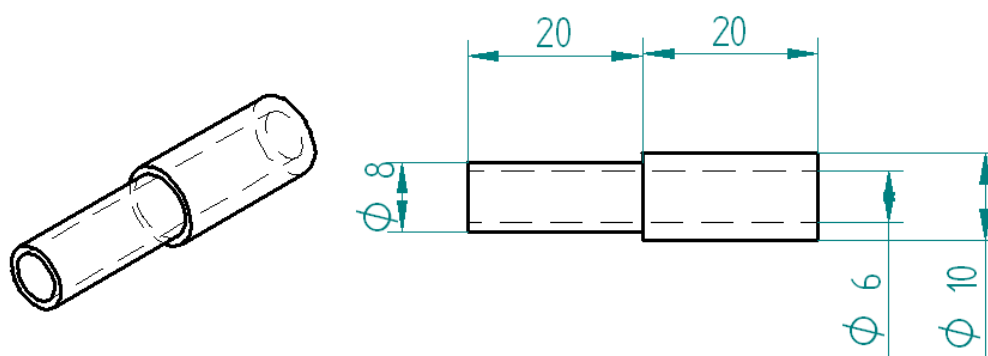


Fig. A.7 : Embout (dimensions en mm).

Les différents matériaux de brûleurs ont été initialement choisis pour leurs propriétés thermiques. Ces matériaux couvrent en particulier une large gamme de conductivités thermiques, depuis le cuivre (Cu) à $395 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ jusqu'au Macor[®] à $1,46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Les conductivités reportées dans le tab. A.5 sont celles établies à température ambiante. La fig. A.8 présente la variation de la conductivité thermique des différents matériaux en fonction de la température. Tous n'ont pas le même comportement avec la température. Ainsi, certains comme le cuivre ou l'acier (s-E24) voient leur conductivité diminuer quasi-linéairement avec la température dans la gamme considérée ; la conductivité de l'alumine (Al_2O_3) diminue également avec la température mais selon une fonction en puissance. Pour d'autres matériaux, tels que l'acier inoxydable réfractaire 310, le bronze ou encore le laiton, la conductivité thermique augmente quasi linéairement avec la température. Enfin les conductivités thermiques de la StumatiteTM et du Macor[®] n'évoluent pas significativement dans la gamme de température considérée.

Tab. A.5 : Caractéristiques des différents brûleurs employés

<i>Abréviation</i>	<i>Matériau/ Composition</i>	<i>Conductivité thermique à température ambiante [$W.m^{-1}.K^{-1}$]</i>	<i>Configuration</i>	<i>Revêtement</i>	<i>Position des thermocouples depuis la lèvre [mm]</i>	<i>Épaisseur de la lèvre [mm]</i>
HT-310	Acier inoxydable réfractaire, nuance 310	13,8 [87]	Tube complet	– (ε_1)	–	2,1
UC-310	Acier inoxydable réfractaire, nuance 310	13,8 [87]	Tube complet	– (ε_1)	0 ; 15	2,0
BC-310	Acier inoxydable réfractaire, nuance 310	13,8 [87]	Tube complet	Émissif (ε_2)	0 ; 15	2,0
Cu	Cuivre	395 [11,88]	Embout	–	0 ; 6	2,0
Al-2017	Alliage d'aluminium 2017 AlCu4MgSi	134 [7, 11, 148]	Embout	–	0 ; 6	2,0
laiton	Laiton au plomb CuZn39Pb3	120 [11,42,81,165]	Embout	–	0 ; 6	2,0
bronze	Bronze CuSn12	55 [11,42,165]	Embout	–	0 ; 6	2,0
s-E24	Acier E24	54 [168]	Embout	–	0 ; 6	2,0
Al ₂ O ₃	Alumine (99,7%)	20,0 [164]	Embout	–	0 ; 6	2,0
ss-310	Acier inoxydable réfractaire, nuance 310	13,8 [87]	Embout	– (ε_1)	0 ; 1 ; 3 ; 6 ; 10	2,0
Stumatite	Stumatite TM [56], une pyrophyllite Al ₂ (Si ₄ O ₁₀)(OH) ₂ cuite à 1250°C	2,0 [28,31,56]	Embout	–	0 ; 6	2,0
Macor	Macor [®] [45], 46% SiO ₂ , 17% MgO, 16% Al ₂ O ₃ , 10% K ₂ O, 7% B ₂ O ₃ , 4% F	1,46 [45]	Embout	–	0 ; 6	2,0

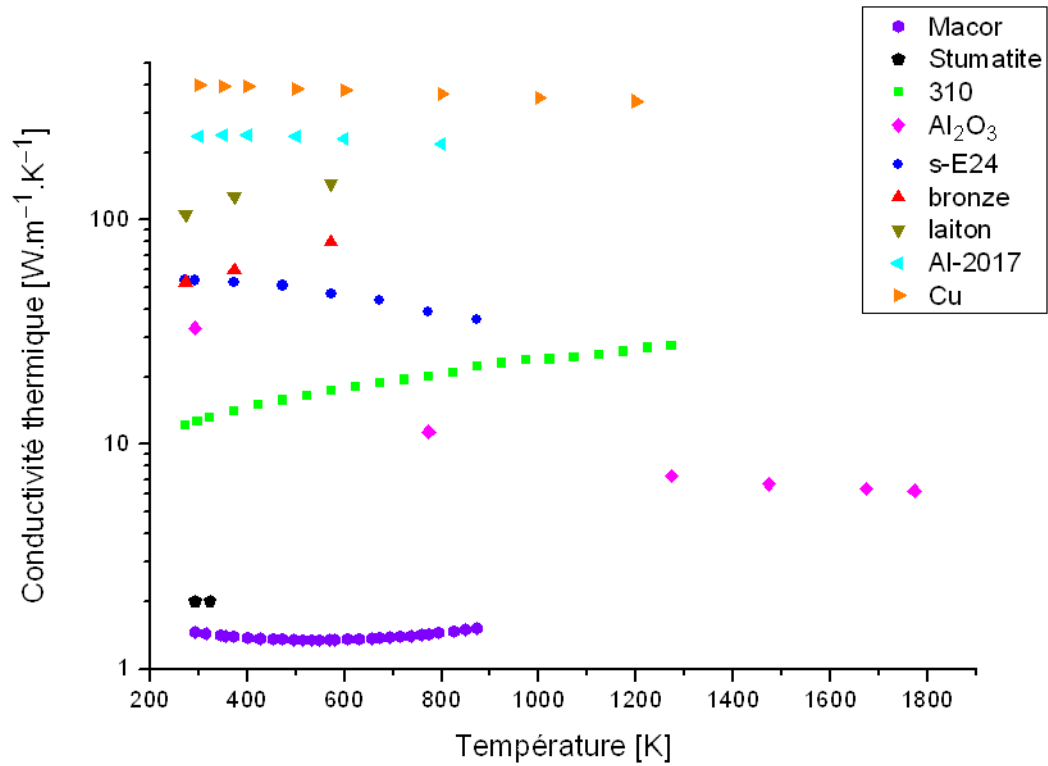


Fig. A.8 : Variations de la conductivité thermique des matériaux de brûleur avec la température^{kk}.

^{kk} Voir le tab. A.5 pour les sources.

Annexe B Thermométrie et Comportement Thermique du Foyer

Cette annexe regroupe les aspects liés aux mesures de température réalisées dans cette étude, grâce auxquelles est notamment rendue possible une caractérisation des conditions aux limites thermiques à la paroi de la chambre de combustion et du comportement thermique du foyer, dont l'analyse facilite la compréhension des contraintes et conditions de réalisation des expériences.

B-1. Mesures de température

Si plusieurs méthodes optiques non-intrusives ont pu être développées ces dernières décennies, leur mise en œuvre peut s'avérer coûteuse et délicate, nécessitant en outre souvent, pour la détermination de la température recherchée, la connaissance précise d'autres grandeurs, comme l'émissivité d'une paroi solide dans le cas d'une mesure par thermométrie infrarouge ou encore la composition des gaz dans le cas d'une mesure par thermométrie Rayleigh.

Ainsi, de par son coût raisonnable et sa facilité de mise en œuvre, c'est une méthode simple et éprouvée qui a été retenue dans cette étude : la mesure par couple thermoélectrique, ou thermocouple.

B-1.1. Rappel du principe de mesure par couple thermoélectrique

Un thermocouple est composé de deux jonctions électriques entre deux fils constitués de métaux différents mais spécifiques. L'une de ces jonctions, dite « de référence », est maintenue à une température fixe (usuellement 0°C), tandis que l'autre jonction, dite « chaude », est placée dans l'écoulement dont on souhaite mesurer la température. Le principe de fonctionnement du thermocouple repose sur l'effet Seebeck [20], qui, en fonction de la différence de température entre ces deux jonctions, génère une force électromotrice (f.é.m.) dont les valeurs sont connues selon le couple de métaux sélectionnés.

B-1.2. Mise en œuvre

Les paragraphes suivants détaillent les caractéristiques (nature du couple, diamètre des fils...) et la mise en œuvre des différents thermocouples utilisés dans cette étude.

Parois de la chambre de combustion

La connaissance des températures et gradients de températures le long des parois de la chambre de combustion présente plusieurs intérêts. D'une part, un suivi temporel permet d'évaluer l'établissement d'un régime thermique permanent pour la chambre de combustion. D'autre part, ces mesures apportent des informations complémentaires utiles pour une meilleure compréhension du comportement thermique du foyer. Enfin, de telles valeurs sont susceptibles de fournir des conditions aux limites thermiques nécessaires à l'implémentation de calculs numériques.

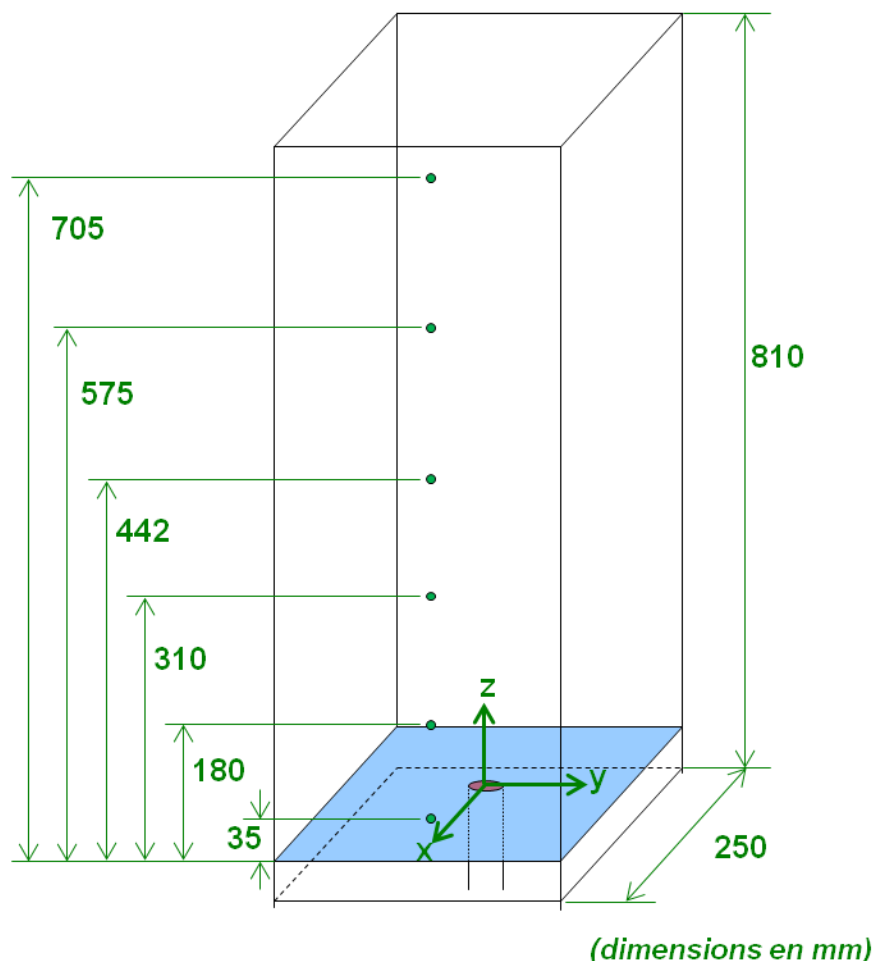


Fig. B.1 : Schéma de positionnement des thermocouples de parois.

Pour l'ensemble de ces raisons, plusieurs thermocouples de type K (Chromel/Alumel) ont été soudés en plusieurs points à même le foyer, au centre de la paroi de la chambre de combustion en six positions axialement réparties aux hauteurs suivantes : 35 mm, 180 mm, 310 mm, 442 mm, 575 mm et 705 mm (fig. B.1). Le diamètre des brins de ces thermocouples est de 0,5 mm, et les brins sont soudés séparément sur la paroi métallique, afin d'indiquer la température de cette dernière dans la zone des soudures.

Brûleur

La température de la lèvre du brûleur a été choisie dans ces travaux aussi bien comme paramètre (passivement) variable que comme grandeur d'étude, d'où la nécessité de sa mesure. Hormis pour le brûleur HT-310 (cf. Annexe A-7), un ou plusieurs thermocouples ont été implantés au sein même de la paroi des brûleurs afin de mesurer la température en amont et au niveau de la lèvre. À

cet effet, des gorges ont été réalisées dans la paroi des tubes ou embouts, d'une largeur de 0,5 mm à 0,6 mm et d'une profondeur de 1,25 mm. Dans le cas des tubes complets utilisés avec préchauffage, les gorges s'arrêtent au niveau des tubes filetés de centrage du brûleur (cf. A-2) afin d'évacuer les fils de thermocouples par ces mêmes tubes filetés et ainsi effectuer les branchements vers les boîtiers d'acquisition à l'extérieur du foyer, dans un environnement non préchauffé. Une fois les thermocouples mis en place dans les gorges des tubes ou embouts, ils sont cimentés à l'aide d'un mastic résistant à de hautes températures (Thermoguss 2000), ce qui permet de les maintenir à la position souhaitée mais également de reboucher les gorges afin de ne pas perturber l'écoulement coaxial d'air. Dans le cas des embouts, les fils de thermocouples traversent également la veine d'air à mi-hauteur du convergent. Quelques comparaisons par PIV avec ou sans fils de thermocouple n'ont pas révélé de perturbation sur l'écoulement d'air proche de la lèvre du brûleur qui serait induite par la présence des fils de thermocouple le long du tube de base en alumine. Les thermocouples utilisés ici sont des thermocouples chemisés, de type K (Chromel/Alumel) et de diamètre extérieur de gaine de 0,5 mm (soit environ 75 μm de diamètre de brins). Le mastic utilisé (Thermoguss 2000) a une conductivité thermique de 0,80 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (à 10°C), plus faible que celle de tous les matériaux utilisés comme brûleurs (cf. tab. A.5). L'emplacement des thermocouples est illustré dans la fig. B.2 et précisé selon les brûleurs dans le tab. A.5.

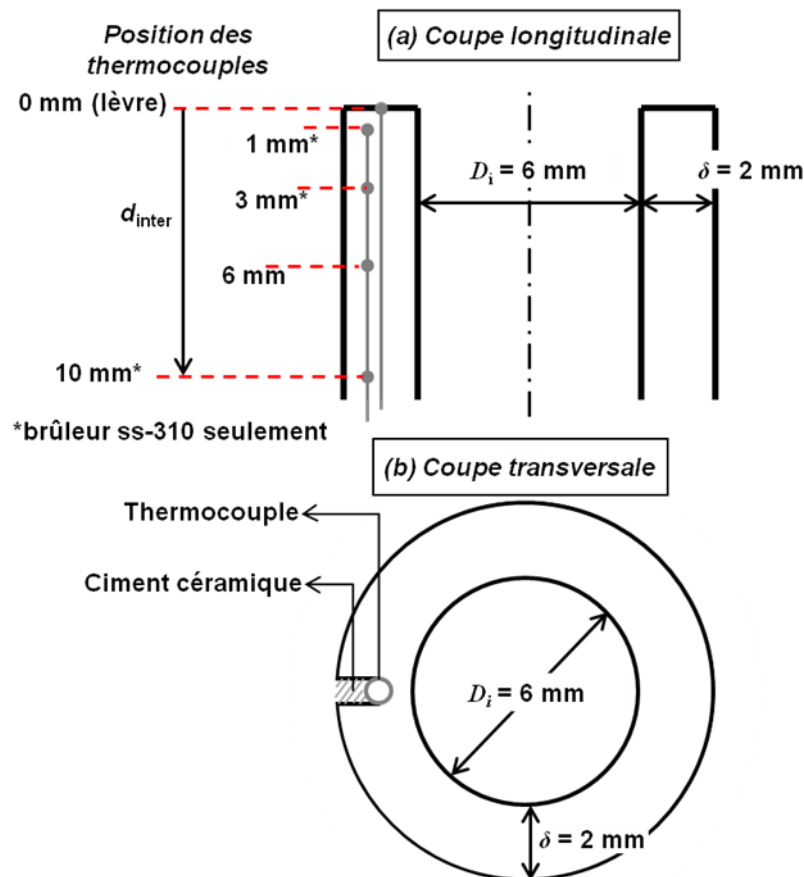


Fig. B.2 : Vues en coupe du brûleur avec positionnement des thermocouples.

Une réflexion a été conduite sur l'effet que pouvait avoir la dimension finie de l'embout du brûleur sur le gradient de températures au sein du brûleur et donc sur la température de la lèvre. Cette réflexion est basée sur les mesures réalisées avec l'embout ss-310, sur lequel des thermocouples sont implantés à des distances axiales d_{inter} de -1 mm, -3 mm et -10 mm en amont de la lèvre en addition aux deux thermocouples situés à 0 mm et -6 mm. Les températures enregistrées en fonction de la

vitesse du jet combustible sont reportées dans la fig. B.3, où les profils de températures semblent à première vue linéaires. Une régression linéaire a alors été réalisée sur ces profils. Les résultats, présentés dans la fig. B.4, confirment la validité de l'approche employée : les coefficients de corrélation R^2 sont dans tous les cas supérieurs à 0,997. Ainsi, les valeurs des flux thermiques dans le brûleur calculés à partir de ces profils complets ou bien seulement des températures mesurées à 0 mm et -6 mm ne présentent pas d'écarts significatifs. Il ressort de cette analyse que la configuration utilisée n'affecte pas les températures de lèvre mesurées avec l'acier inoxydable réfractaire, résultat qui peut facilement être étendu aux matériaux de conductivité thermique plus faible. Même si les gradients thermiques pourraient davantage être affectés pour des brûleurs de conductivité thermique plus élevée, l'hypothèse retenue reste que cette configuration du brûleur n'aura pas réellement d'influence significative sur l'interprétation des résultats. En effet, l'influence sur la stabilisation de la flamme et son coincement par la paroi se fait surtout sentir lorsque la température de la lèvre est élevée, tandis que pour tous les matériaux dont la conductivité thermique est importante, la température de la lèvre reste faible dans toutes les conditions d'injection.

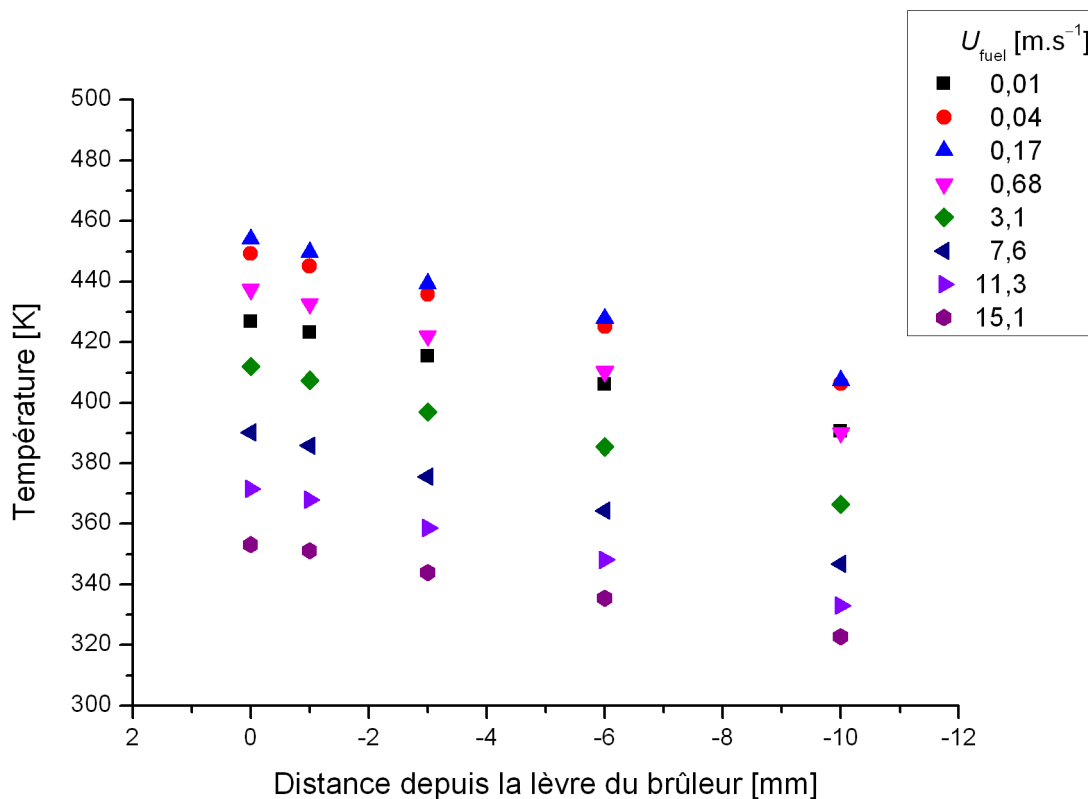


Fig. B.3 : Profils de températures mesurés au sein de l'embout ss-310.

Écoulements gazeux réactants

Les températures initiales des réactants reportées dans cette étude (T_{fuel} et T_{ox}) sont mesurées à l'aide de thermocouples de type K (Chromel/Alumel). Indifféremment selon les cas, il s'agit soit d'un thermocouple gainé (diamètre extérieur de gaine de 0,5 mm, soit environ 75 μm de diamètre de brins), soit de brins nus de 0,2 mm de diamètre. Ces thermocouples sont dans tous les cas protégés par un isolateur bifilaire en céramique (alumine recristallisée) duquel ils dépassent d'une longueur de 10 mm.

En ce qui concerne l'écoulement coaxial d'oxydant, le thermocouple mesure la température aux positions axiale $z = 0$ mm (la référence étant le sommet du brûleur) et radiale $r = 30$ mm (soit à 2,5 cm de la paroi externe du brûleur). La mesure est ainsi affranchie des couches limites thermiques

se développant du côté extérieur de la veine d'air, ainsi que le long du tube du brûleur en fonction de la vitesse du jet de combustible. Dans les cas avec préchauffage, l'écart-type typique est de 15 à 20 K ($370 \text{ K} \leq T_{\text{ox,ref}} \leq 600 \text{ K}$) ; il est réduit à moins de 10 K quand la vitesse de l'écoulement coaxial est accrue ($T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$ ou 1000 K).

Pour le jet combustible, la mesure de température est réalisée au centre de l'écoulement ($z = 0 \text{ mm}$, $r = 0 \text{ mm}$), ponctuellement de manière à ne pas perturber la flamme ou l'écoulement pendant les mesures.

Le positionnement dans l'écoulement est réalisé à l'aide d'une platine de translation motorisée (OWIS, Precision Linear Stage LTM 80 series) sur laquelle est fixé le thermocouple. Au vu des écarts-types élevés (côté air), les températures reportées sont des moyennes (temporelles) à partir des valeurs brutes et n'ont subi aucune correction. En effet, l'objectif de ces mesures, réalisées hors de la zone de réaction, est principalement d'obtenir des différences relatives de température, entre les cas de préchauffage, ainsi qu'entre les deux écoulements réactants.

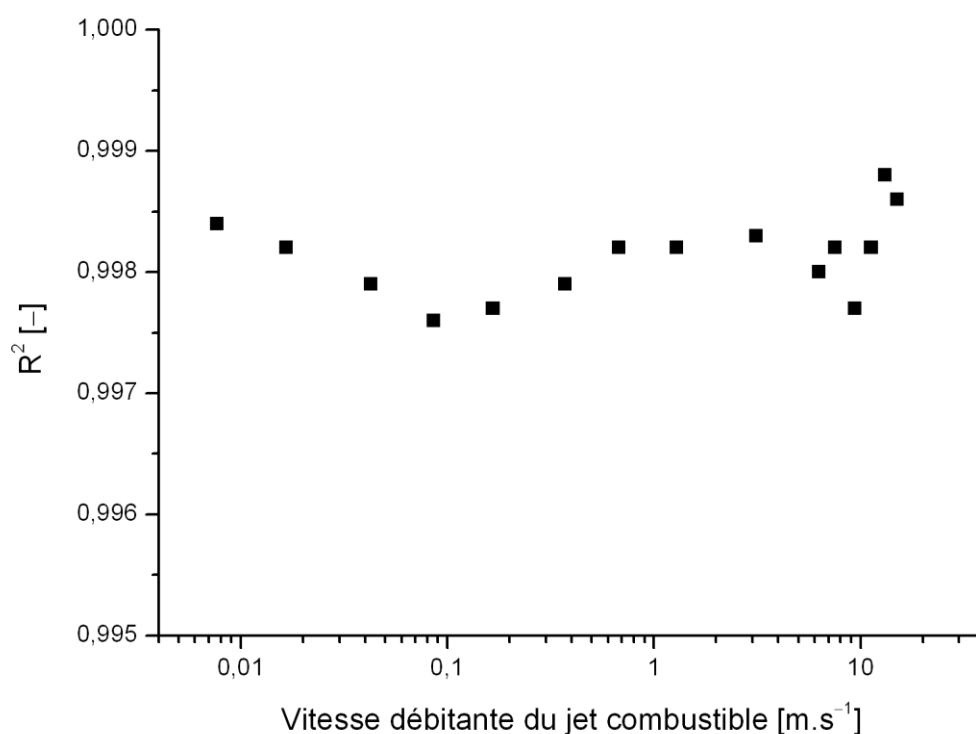


Fig. B.4 : Coefficients de détermination R^2 déterminés sur les profils de la fig. B.3.

D'autre part, certaines mesures de températures de gaz ont été effectuées dans la zone de stabilisation juste au-dessus de la lèvre du brûleur à proximité du bout de flamme. Le thermocouple utilisé dans ce cas est de type R (Pt/Pt-13%Rh), utilisable jusque vers 1600°C là où le type K est limité à $1000\text{--}1200^\circ\text{C}$ [219]. Il s'agit ici de brins nus de $50 \mu\text{m}$ de diamètre, protégés par un isolateur céramique bifilaire duquel ils dépassent de 12 mm du côté de la jonction chaude. Il convient de mentionner que les fils nus du thermocouple ont été revêtus d'une fine couche protectrice (Dow Corning®, high vacuum grease) pour inhiber les réactions de catalyse sur le platine.

Le positionnement se fait à l'aide de la même platine de translation motorisée (OWIS, Precision Linear Stage LTM 80 series), avec une précision de positionnement relatif par rapport au

brûleur de $\pm 0,10$ mm dans la direction radiale et de $-0,10$ mm/ $+0,15$ mm dans la direction axiale. L'erreur de positionnement reste ensuite inchangée pour l'ensemble des champs de température reportés dans cette étude.

Un calcul simplifié a été réalisé pour corriger les valeurs de température mesurées en se basant des hypothèses simples, mais classiquement utilisées dans la littérature, prenant en compte uniquement les phénomènes de convection et de rayonnement : **(i)** les gaz sont assimilés à un mélange d'air et de combustible (sans produits de combustion), indépendant de la position axiale mais dépendant la position axiale r (gradient de composition supposé linéaire pour $3 \text{ mm} \leq r \leq 5 \text{ mm}$) ; **(ii)** les vitesses sont supposées indépendantes de la position axiale, et suivent un profil parabolique du côté du jet ($r < 3 \text{ mm}$) et un écoulement de couche limite du côté de l'écoulement coaxial ($r > 5 \text{ mm}$) estimé à partir des mesures PIV, avec un profil de vitesses linéaire entre les deux ; **(iii)** le rayonnement est considéré uniquement dû aux parois de la chambre de combustion (facteur de forme entre la jonction chaude et les parois supposé égal à un) assimilées à un corps noir à température uniforme (qui dépend du dégagement de chaleur par la flamme, donc de la vitesse d'injection du combustible).

La différence maximale entre la température corrigée par cette simple estimation et celle mesurée ne dépasse en aucun cas 20 K (quelles que soient la vitesse d'injection du combustible ou les positions axiale ou radiale), en cohérence avec d'autres études de la littérature [89].

Toutefois, une correction plus réaliste devrait considérer une formulation plus détaillée (pour le rayonnement par exemple), voire être plus exhaustive, en prenant en compte notamment d'éventuels gains ou pertes thermiques par conduction le long des fils de thermocouple [57,190], puisque ceux-ci ne longent pas des isothermes en particulier à la traversée de la zone de réaction. Autrement dit, la jonction est susceptible d'être refroidie lorsque qu'elle est située dans une zone de température élevée tandis que les fils sont dans une région plus froide, ou vice versa. En outre, une amélioration plus poussée de ce modèle correctif de la mesure de température nécessiterait aussi une meilleure connaissance de la vitesse locale des gaz et de leur composition (donc de leurs propriétés), ce qui représente encore un défi dans cette zone de stabilisation. Puisque l'intérêt ne réside pas ici dans les valeurs absolues, mais davantage dans la possibilité d'une étude comparative, entre les différents cas de vitesse d'injection, de l'évolution relative des gradients de température ou de la localisation des pics de température, il a été choisi de présenter les valeurs brutes de température.

Acquisition

Deux enregistreurs de température distincts ont été utilisés selon les cas. Pour le premier (AHLBORN, ALMEMO 5690-2), la fréquence d'échantillonnage a été fixée à 1 Hz. Cet enregistreur a été utilisé pour les mesures de température des parois de la chambre de combustion, ainsi que pour les températures initiales des écoulements réactants.

Un second enregistreur a été utilisé (Graphtec GL900), avec une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz. Celui-ci a été utilisé pour les mesures de température du brûleur, ainsi que pour relever la température des gaz dans la zone de stabilisation de la flamme attachée.

L'ensemble des valeurs de température reportées dans cette étude sont des moyennes en régime permanent, à l'exception des mesures réalisées en phase transitoire lors de la suspension d'une flamme attachée ou bien du rattachement d'une flamme suspendue.

B-2. Caractérisation et analyse du comportement thermique du foyer

La connaissance des conditions aux limites thermiques aux parois de la chambre de combustion est un outil intéressant pour caractériser et analyser le comportement thermique du foyer. À cet effet, un moyen retenu ici est la mesure des températures de parois à différentes positions régulièrement réparties axialement en aval du brûleur (cf. B-1). Les valeurs de températures ainsi mesurées sont alors susceptibles de témoigner de différents niveaux d'interaction thermique entre la flamme et son environnement : la chambre de combustion.

Caractérisation thermique du foyer en l'absence de préchauffage

Dans un premier temps, il s'agit donc de déterminer, dans des conditions de référence en l'absence de préchauffage, l'évolution de ces températures de paroi de la chambre de combustion en fonction de la puissance thermique, ou, autrement dit, en fonction de la vitesse d'injection du combustible. Les résultats sont présentés dans la fig. B.5, qui comprend les régions de flammes attachées dont la puissance thermique théorique est supérieure à 1 kW (les températures de paroi étant très proches de la température ambiante en deçà), ainsi que le régime de flammes suspendues (pour $U_{\text{fuel}}/U_{\text{fuel, lift}} < 2$).

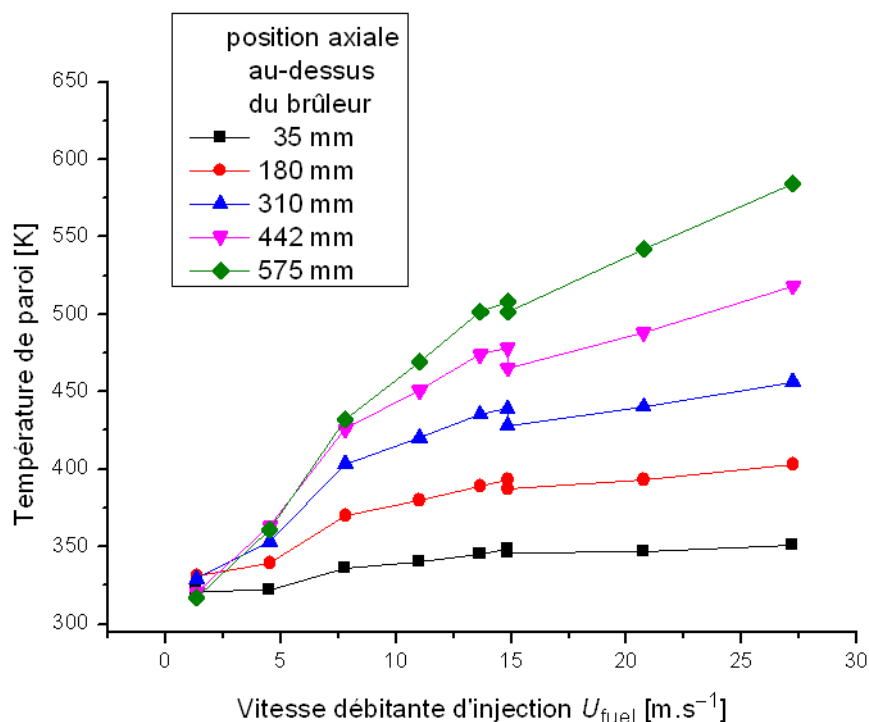


Fig. B.5 : Températures de paroi mesurées en fonction de la vitesse débitante d'injection, sans préchauffage.

Plusieurs facteurs peuvent contribuer à augmenter la température de paroi. En premier lieu, la température de paroi augmente dû au rayonnement de la flamme, aussi bien des suies quand elles sont présentes (davantage en aval et pour des flammes attachées), que des gaz chauds. Les gaz chauds vont également transmettre de la chaleur aux parois par convection, dans ce cas essentiellement pour les positions axiales les plus éloignées du brûleur. Enfin, en présence d'un gradient de température axialement le long des parois, se produira nécessairement un transfert de chaleur par conduction depuis les parties les plus chaudes vers celles les plus froides.

En pratique, quelle que soit la position axiale, la température de paroi s'élève avec l'augmentation de la vitesse du jet, c'est-à-dire avec l'élévation de la puissance thermique dégagée par la flamme. Une légère discontinuité s'observe au moment de la suspension de la flamme. En effet, pour un même débit de combustible, la flamme suspendue rayonne moins que la flamme attachée (car elle présente en apparence moins de suies), d'où cette légère diminution des températures de parois. Ce phénomène est davantage marqué en aval, puisque pour la position la plus proche du brûleur, l'impact de la flamme sur la paroi reste dans tous les cas limité par la faible surface de flamme à ce niveau axial.

Par ailleurs, l'écart de température entre deux positions axiales au-dessus du brûleur s'accroît avec l'augmentation de la vitesse d'injection. Un gradient thermique s'établit donc le long de la paroi de la chambre de combustion (fig. B.6), par exemple entre 350 K et 500 K environ dans la plage de décrochage autour de la vitesse de suspension (ici $14,9 \text{ m.s}^{-1}$). Plusieurs facteurs permettent d'expliquer les valeurs plus élevées atteintes vers l'aval : la proximité accrue de la flamme (essentiellement due à l'expansion du jet) dont la surface rayonnante est plus grande, avec en outre la présence de suies et de gaz chauds en quantité plus importante.

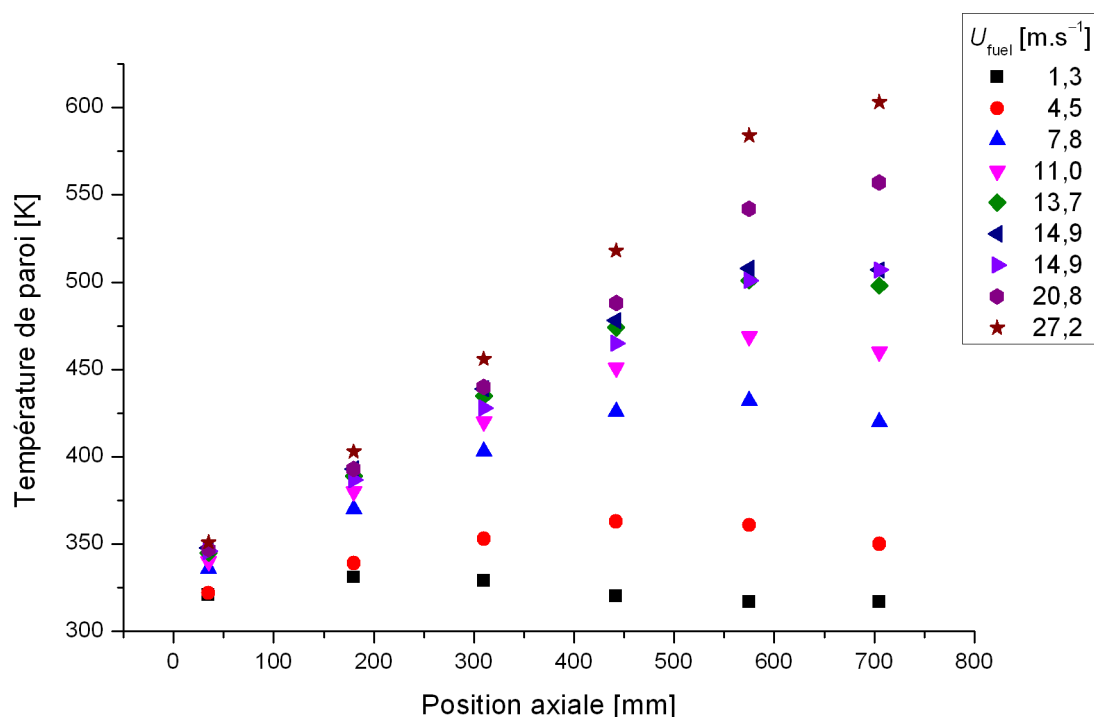


Fig. B.6 : Températures de paroi mesurées en fonction de la position axiale, sans préchauffage.

Effets du préchauffage sur les températures de paroi du foyer

Le foyer ayant été caractérisé en l'absence de préchauffage, il est maintenant possible d'analyser son comportement en présence d'un préchauffage de l'oxydant. En réalité, lors du fonctionnement normal, l'ensemble de la structure métallique du foyer est préchauffé via les pertes thermiques de l'écoulement d'oxydant. Malgré l'isolation de la partie basse, la chambre de combustion provoque un effet d'ailette car elle représente une surface d'échange importante avec l'environnement extérieur (cf. fig. B.7a) et est chauffée par conduction par la partie basse. Par conséquent, une bride d'isolation thermique (ELIT, Mica Silicone) a été installée entre le convergent

et la chambre de combustion afin de réduire le flux conductif vertical au sein des parois du foyer, sans pour autant réussir à le supprimer.

En raison de l'importante masse métallique du foyer, son inertie thermique est considérable, nécessitant plusieurs heures de préchauffage jusqu'à obtention d'un régime stationnaire. Pour des raisons essentiellement d'économies, cette durée importante nécessaire à la montée en température du foyer a été réalisée avec un écoulement d'air pur, sans diluant ni injection de méthane.

Au moment de l'injection et l'allumage du jet combustible, la présence de la flamme peut grandement modifier l'équilibre thermique ainsi établi. En effet, les suies rayonnent vers les parois de la chambre de combustion, augmentant la température des parois et diminuant ainsi le gradient thermique vertical le long de la paroi et les pertes par conduction depuis la partie basse. Moins de pertes thermiques signifient une meilleure conservation de la chaleur par l'écoulement oxydant, ce qui entraîne une augmentation du niveau de température d'oxydant dans la section de sortie du jet combustible. (cf. fig. B.7b). Un ajustement de la température de consigne (T_s) a donc été réalisé dès que nécessaire, après chaque modification du débit d'injection de méthane, et ce afin de conserver le plus constant possible le couple $\{T_{ox}, U_{ox}\}$ de température initiale et de vitesse d'oxydant. Des variations de la température de l'écoulement oxydant T_{ox} ont néanmoins été enregistrées autour de chaque valeur de référence $T_{ox,ref}$. Par souci de simplicité, ce sont les valeurs de références $T_{ox,ref}$ qui sont généralement mentionnées dans cette étude, qui correspondent globalement à des « niveaux de préchauffage ». Les écarts de température constatés autour de $T_{ox,ref}$ sont reportés dans le tab. B.1.

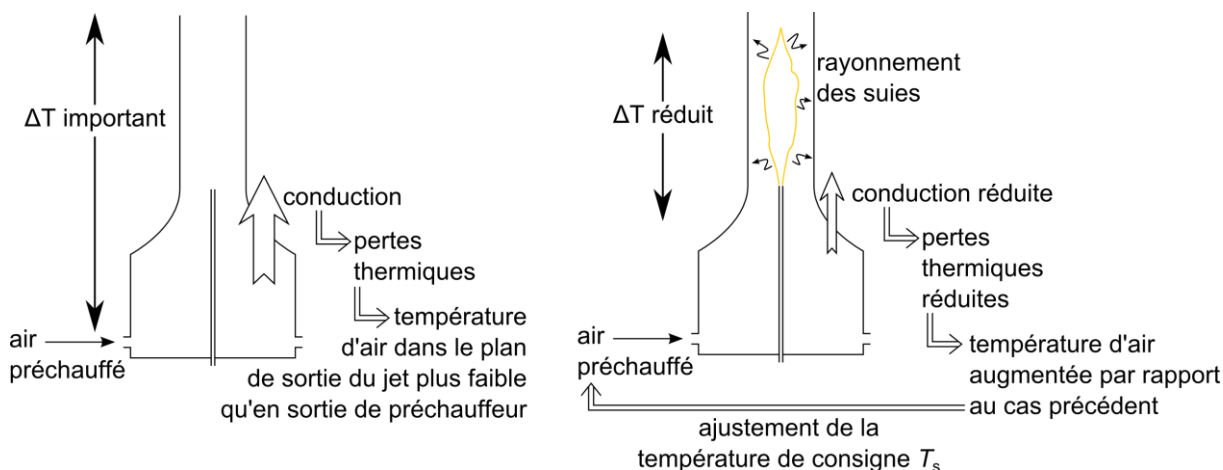


Fig. B.7 : Schéma simplifié du comportement thermique du foyer.

Tab. B.1 : Écarts de température pour plusieurs niveaux de préchauffage.

$T_{ox,ref}$ [K]	Gamme de U_{ox} [m.s ⁻¹]	Intervalle de T_{ox} ($T_{ox,max} - T_{ox,min}$) [K]
295	0,09–0,28	-
370	0,10–0,35	6
450	0,10–0,39	32
520	0,15–0,50	8
625	0,14–0,61	51
800	0,44–0,76	39
1000	1,59–1,66	52

La fig. B.8 présente les températures de paroi mesurées pour un niveau de préchauffage $T_{ox,ref} = 600$ K. L'évolution est globalement similaire à celle observée sans préchauffage, à l'exception d'un gradient de température inversé notable à faibles vitesses d'injection, de manière plus prononcée qu'en l'absence de préchauffage (fig. B.5). Celui-ci s'explique, outre par la faible hauteur apparente de

la flamme, par le gradient existant au sein de la paroi induit par le préchauffage de l'écoulement d'oxydant (fig. B.9), plus marqué encore lorsque l'écoulement est peu ou non réactif.

Dès que la vitesse du jet augmente, la chaleur dégagée par la flamme relativise rapidement ce phénomène et le sens du gradient de température s'inverse au sein de la paroi. Les températures de parois retrouvent alors une évolution relative comparable au cas à température ambiante (y compris le léger saut de température qui provient du changement d'état de la flamme attachée vers suspendue), mais avec des valeurs absolues plus élevées, variant entre 500 K et 700 K environ pour la vitesse de suspension $U_{\text{fuel, lift}}$ (environ 34 m.s^{-1} ici).

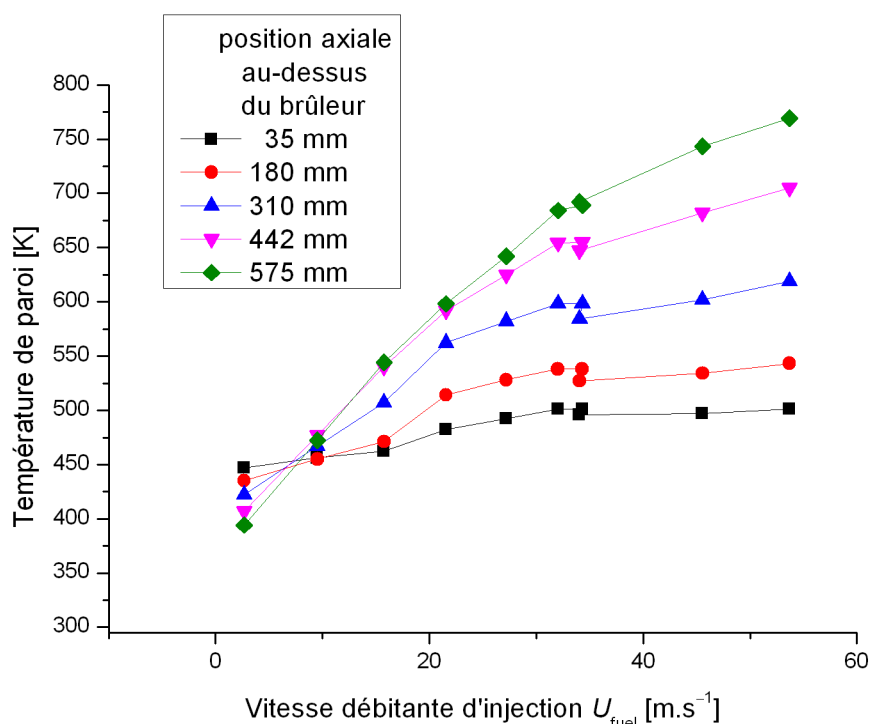


Fig. B.8 : Températures de paroi mesurées en fonction de la vitesse d'injection ($T_{\text{ox,ref}} = 600 \text{ K}$).

Obtention de valeurs élevées de préchauffage

Au cours de cette étude, nous avons souhaité étudier l'influence de la température initiale des réactants à l'aide du préchauffage de l'écoulement oxydant. Il a été pensé qu'une large gamme de variation de ce paramètre était susceptible de mettre en évidence des conditions pour lesquelles l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques pouvait en être modifiée, en particulier en cas de dépassement de la température d'auto-inflammation du méthane dans l'air (853 K [4]). Nous avons donc cherché à conduire certaines expériences avec une très haute température initiale d'oxydant. Pour obtenir de telles conditions, il a été nécessaire de prendre certaines mesures particulières.

D'une part, l'utilisation d'un débit d'air particulièrement élevé est requise. En effet, le comportement thermique du foyer est tel qu'un débit d'oxydant plus important (dans la limite de capacité du préchauffeur) favorise, par un temps de séjour de l'oxydant plus faible, une température de ce dernier T_{ox} plus élevée dans la section de sortie du jet combustible. C'est la raison pour laquelle les cas avec un niveau de préchauffage supérieur ou égal à 800 K ont été réalisés avec une vitesse de l'écoulement coaxial plus élevée, de l'ordre de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour $T_{\text{ox,ref}} = 800 \text{ K}$ et de $1,6 \text{ m.s}^{-1}$ $T_{\text{ox,ref}} = 1000 \text{ K}$.

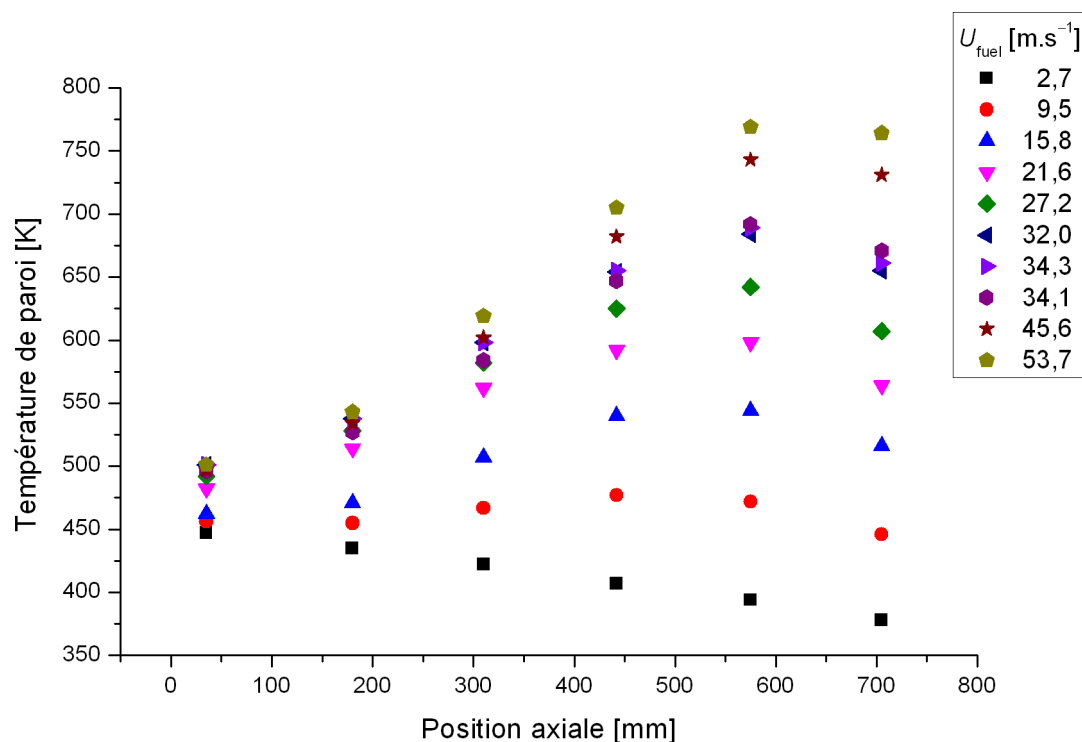


Fig. B.9 : Gradients de température de paroi pour $T_{ox,ref} = 600$ K.

Mais en réalité, même ce changement relativement important des conditions côté oxydant n'a pas suffi à obtenir une température de 1000 K avant combustion. Ceci est visible sur la fig. B.10 gauche, qui montre que le niveau de préchauffage atteint à pleine capacité du réchauffeur électrique pour un foyer non isolé n'est que de 900 K environ (ici pour des débits d'air et de méthane de 1700 NL.min^{-1} et 24 NL.min^{-1} , respectivement). Les températures de paroi du foyer dans ces conditions ne dépassent pas 400 K.

Pour atteindre une température initiale des réactants supérieure, il a été nécessaire d'isoler la chambre de combustion (cf. fig. B.11), ce qui a notamment pour effet de limiter les pertes par conduction mentionnées plus haut. Pour des débits identiques d'air et de combustible et une même température de consigne du préchauffeur (pleine capacité), les températures de paroi augmentent alors avec l'isolation, dans ce cas de 400 K en moyenne (fig. B.10 droite). L'effet de l'isolation concerne également l'ensemble du « système foyer », ce qui conduit à une augmentation des températures initiales d'oxydant comme de combustible (+100 K environ). Par conséquent, les vitesses débitantes augmentent également, de $1,49 \text{ m.s}^{-1}$ à $1,66 \text{ m.s}^{-1}$ pour l'écoulement coaxial, et de $44,3 \text{ m.s}^{-1}$ à $50,0 \text{ m.s}^{-1}$ pour le jet, suite à une diminution notable de la masse volumique.

Sans toutefois l'atteindre avec cette isolation simple, les parois se rapprochent néanmoins de l'adiabaticité (il s'agit sur la fig. B.10 de cas stabilisés après attente d'un équilibre thermique). À titre de comparaison dans d'autres conditions d'injection proches de la suspension ($U_{fuel, lift} \approx 90 \text{ m.s}^{-1}$), les températures de paroi atteignent des valeurs très importantes et varient en fonction de la position axiale entre 975 K et 1100 K.

Ainsi, les conditions aux limites thermiques au niveau des parois de la chambre de combustion, modifiées ici de manière passive (isolation), n'influencent pas la flamme directement. Il peut cependant exister un effet indirect, via un impact sur les conditions initiales thermiques et donc aérodynamiques d'injection des réactants.

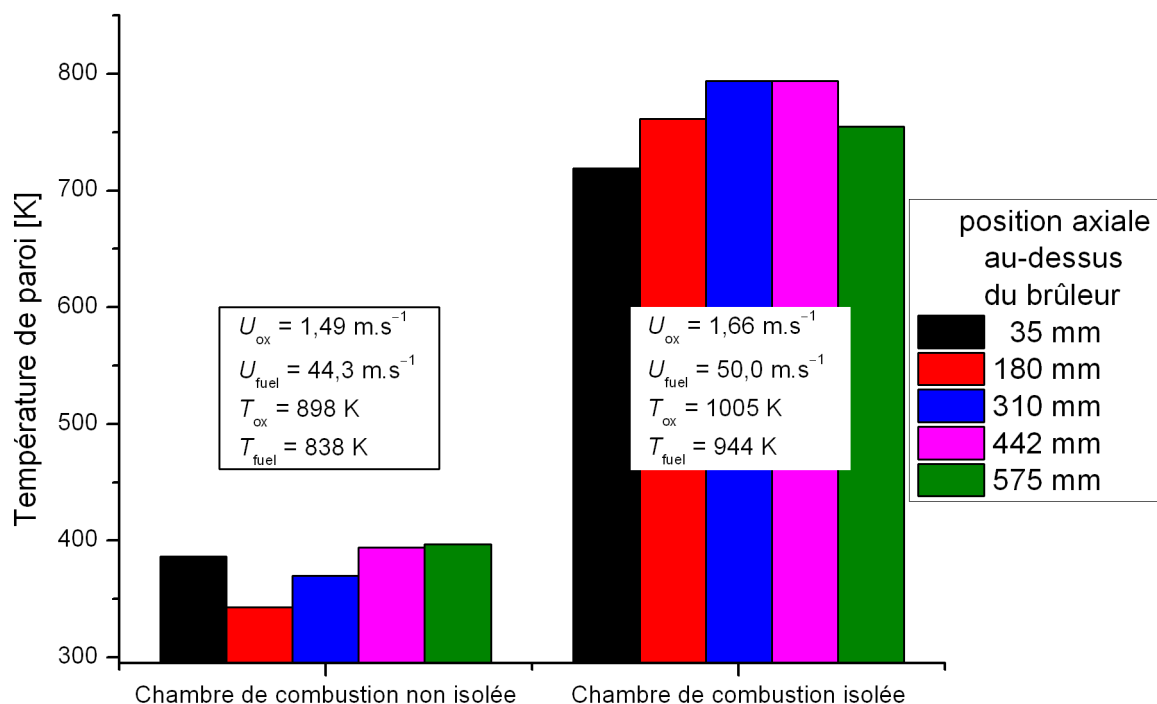


Fig. B.10 : Évolution des conditions aux limites thermiques à pleine capacité du préchauffeur (température de consigne $T_s = 900^\circ\text{C}$).
 Conditions de débit d'air et de combustible fixées : $Q_{air} = 1700 \text{ NL.min}^{-1}$; $Q_{fuel} = 24,4 \text{ NL.min}^{-1}$.

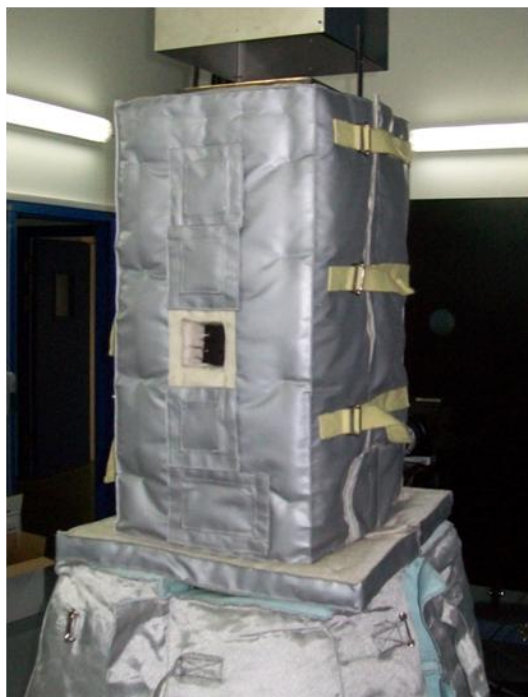


Fig. B.11 : Isolation thermique de la chambre de combustion.

Effets du préchauffage sur la température du jet combustible

Par ailleurs, s'il est ici question de préchauffage de l'écoulement coaxial oxydant, nous avons vu que la température du jet combustible pouvait être modifiée par les conditions thermiques établies sur l'ensemble du foyer. En effet, le combustible est indirectement préchauffé par l'écoulement coaxial d'oxydant dès son entrée dans la partie isolée sous le foyer. La température initiale du jet

combustible, T_{fuel} (dans la section de sortie du brûleur), est distincte de celle de l'oxydant coaxial T_{ox} . Elle peut lui être supérieure comme inférieure, essentiellement en fonction du débit d'injection, comme le montre la fig. B.12. Si la température initiale de l'oxydant T_{ox} dépend essentiellement du débit d'oxydant Q_{ox} et de la température de consigne du préchauffeur T_s , la température initiale du jet combustible T_{fuel} dépend elle d'autres paramètres, notamment le débit de combustible Q_{fuel} , le débit d'oxydant Q_{ox} et la température de consigne du préchauffeur T_s . T_{fuel} est donc distincte de T_{ox} sans être indépendamment contrôlable ; elle est cependant systématiquement mesurée (cf. B-1). La température T_{fuel} résulte en réalité d'un équilibre entre les transferts de chaleurs vers le combustible et le temps de séjour du combustible dans le tube, ce qui conduit à une diminution de T_{fuel} pour des vitesses d'injection plus élevée (cf. fig. B.12). La fig. B.13 reporte les écarts de température constatés entre T_{fuel} et T_{ox} aux limites des régimes de stabilisation, écarts alors susceptibles de permettre une discrimination entre les effets thermiques de l'un ou l'autre des deux écoulements réactants.

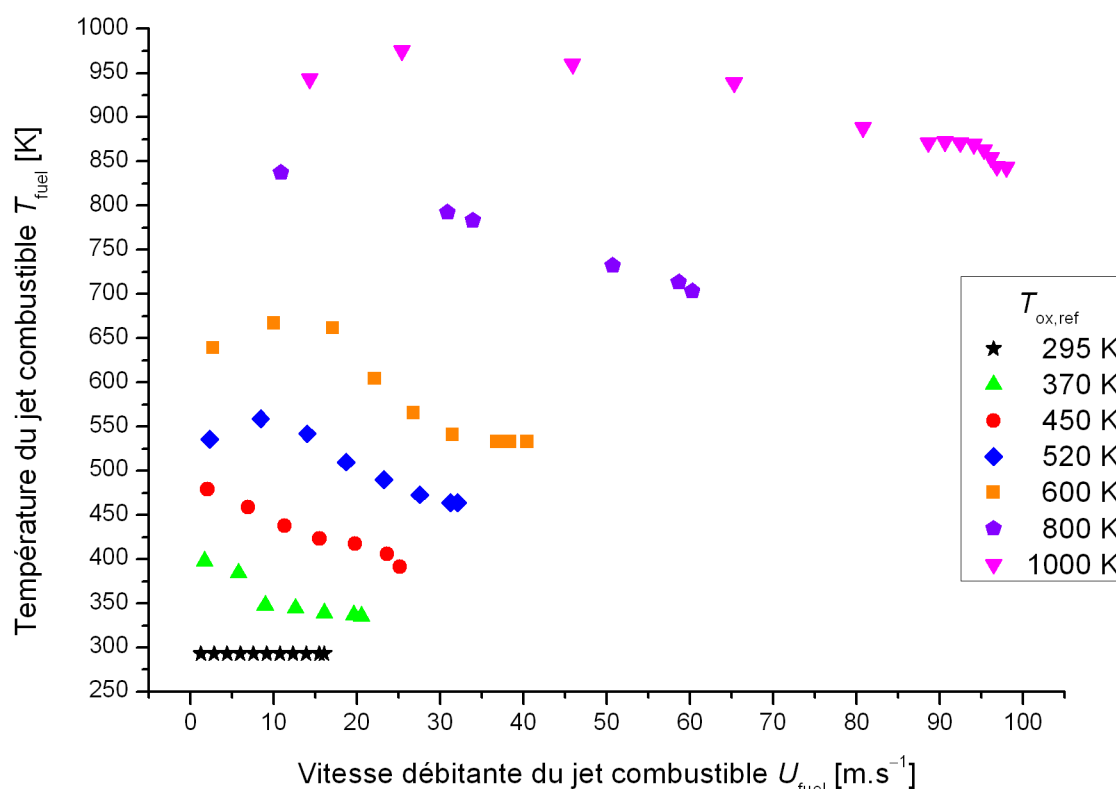


Fig. B.12 : Température du jet combustible en fonction de la vitesse d'injection.

Enfin, nous avons souhaité vérifier, malgré ces conditions de très fort préchauffage, l'absence de décomposition du combustible avant combustion. À cet effet, le tube d'injection a été modélisé [70] de manière simplifiée comme un réacteur à écoulement piston, alimenté avec du méthane pur à différentes températures. Cette étude préliminaire a confirmé que, compte-tenu des temps de séjour et températures mis en jeu dans notre configuration expérimentale, aucune décomposition thermique du méthane n'avait lieu avant la sortie du tube d'injection.

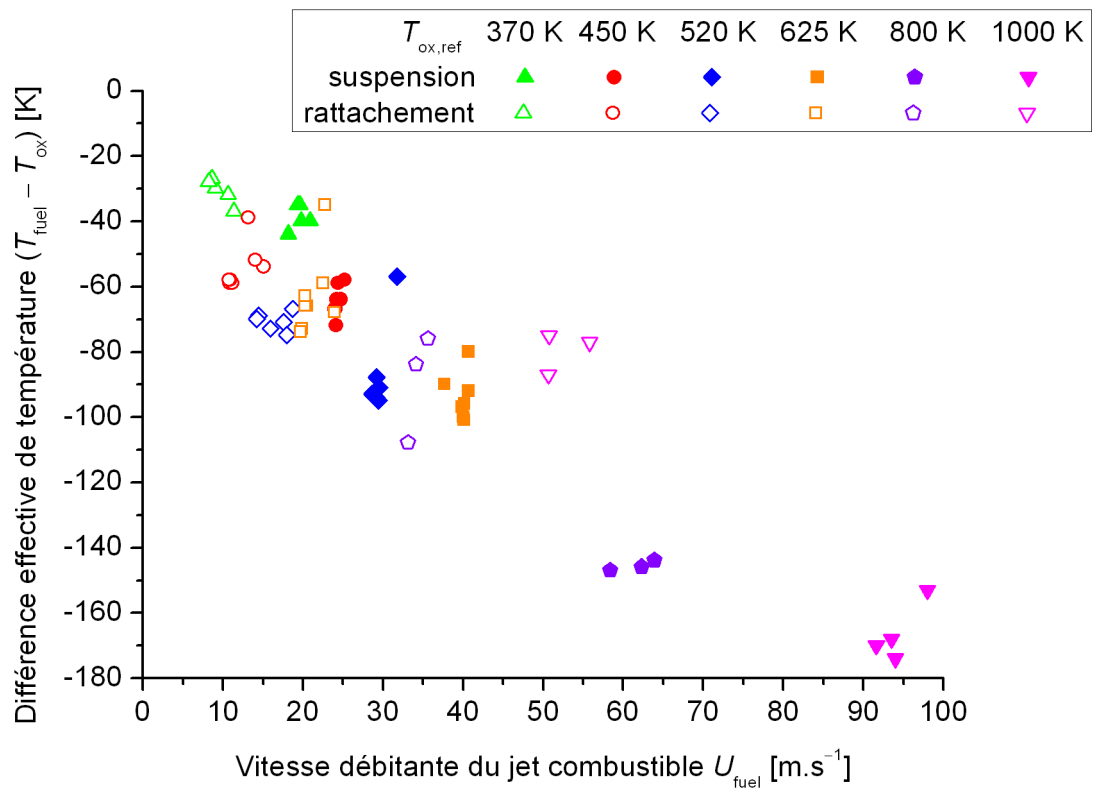


Fig. B.13 : Écarts de température oxydant-combustible en fonction de la vitesse du jet combustible.

Annexe C Diagnostics Optiques

Différents diagnostics optiques ont été utilisés au cours de cette étude et sont présentés dans cette annexe. Il s'agit de la visualisation directe (C-1), la chimiluminescence CH^* (C-2), la fluorescence induite par laser sur radical OH (LIF-OH, C-3), la vélocimétrie par images de particules (PIV, C-4) et l'ombroscopie (C-5). Le principe de chacun de ces diagnostics est rappelé seulement brièvement ; il existe nombre d'ouvrages spécialisés (e.g., [116]) auxquels le lecteur est invité à se reporter pour davantage de détails. D'autre part, les conditions de mise en œuvre (éclairage, caméra, conditions d'acquisition, etc.) sont présentées pour chaque diagnostic, ainsi que le post-traitement d'images effectué pour leur exploitation.

C-1. Visualisation directe

La flamme peut avant toute chose faire l'objet d'une visualisation directe, soit simplement à l'œil nu, soit par le biais d'un appareil photographique. Ce diagnostic optique simple permet en effet d'apporter nombre d'informations qualitatives, à commencer par le régime de combustion (flamme attachée ou suspendue, fig. C.1), mais également la topologie globale de la flamme, les couleurs visibles, etc.

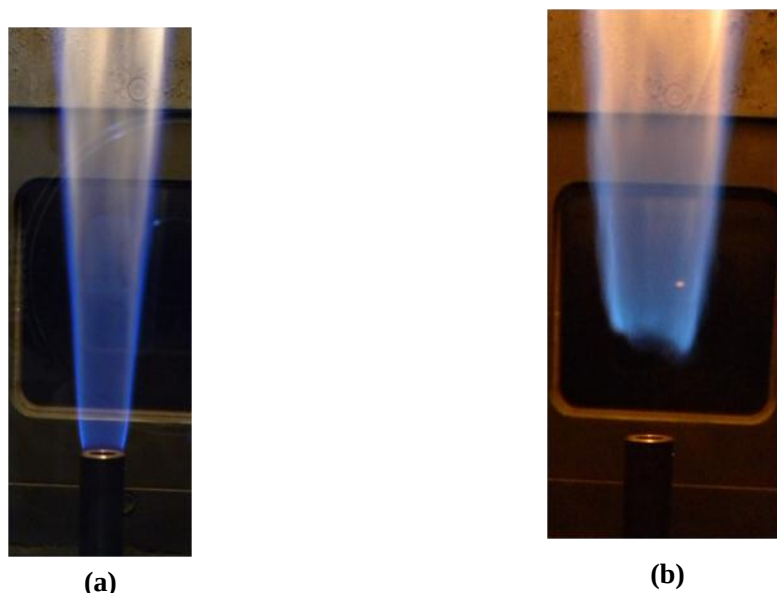


Fig. C.1 : Photographies illustrant différents régimes de combustion
(a) Flamme attachée ; (b) flamme suspendue.

C-2. Chimiluminescence

Des images de chimiluminescence CH^* ont été utilisées pour la détermination de plusieurs paramètres des flammes étudiées dans quatre cas, concernant **(a)** le positionnement du bout de flamme (hauteur et rayon d'attachement) en régime attaché (chap. II), **(b)** la hauteur de stabilisation en régime suspendu (III.4), **(c)** les grandeurs caractérisant une flamme coupée (III.3) ainsi que **(d)** le processus de suspension d'une flamme attachée (III.2). Après un bref rappel du principe de chimiluminescence, les paragraphes suivants présentent les conditions de mise en œuvre ainsi que le post-traitement effectué pour l'exploitation des images.

C-2.1. Principe

« La luminosité de la zone réactionnelle des flammes s'explique par un processus de chimiluminescence où la particule excitée, formée par réaction chimique, perd son excès d'énergie par rayonnement d'un quantum lumineux » [50]. Les trois principaux radicaux excités responsables d'une telle émission dans les flammes d'hydrocarbures sont C_2^* , CH^* et OH^* (l'astérisque signifie qu'il s'agit de radicaux excités électroniquement).

Le radical excité CH^* a été retenu dans cette étude, considéré comme un bon marqueur de la zone réactionnelle [50,52,99,234]. Le maximum d'émission dépend de la richesse ; le radical excité CH^* marque ainsi la zone réactive davantage du côté riche, et son pic d'intensité se situe d'un point de vue spectral à une longueur d'onde de 431 nm [50,226]. La réaction chimique la plus fréquente pour la formation de CH^* est [50] :



C-2.2. Mise en œuvre

La chimiluminescence est donc un phénomène naturel, dont l'observation dans des conditions maîtrisées doit permettre d'apporter des éléments clefs de compréhension des mécanismes de stabilisation. L'enregistrement d'images de chimiluminescence du radical CH^* passe alors par la mise en œuvre d'une chaîne d'acquisition, qui se compose d'un filtre interférentiel, d'un objectif, d'un intensificateur et d'une caméra. Le signal reçu par la caméra est donc cumulé sur l'ensemble du chemin optique, ce qui est une caractéristique essentielle de ce diagnostic.

En fonction des questions physiques auxquelles ces images de chimiluminescence doivent permettre d'apporter des réponses, les éléments de la chaîne d'acquisition et les conditions d'acquisition sont adaptés. Ces conditions concernent notamment la durée d'exposition, la région d'intérêt (ROI pour *Region Of Interest*), la résolution ou encore le nombre d'images enregistrées par séries. Ces conditions sont récapitulées dans le tab. C.1, et les principaux éléments de la chaîne d'acquisition sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

Tab. C.1 : Principales conditions d'acquisition des images de chimiluminescence.

	<i>Flamme suspendue</i> (III.4)	<i>Flamme coupée</i> (III.3)	<i>Processus de suspension</i> (III.2)	<i>Flamme attachée</i> (chap. II)
Caméra	PI-MAX2	FASTCAM SA4	FASTCAM SA4	PI-MAX2
ROI [pixel ²]	512 × 512	448 × 1024	448 × 1024	1024 × 1024
Durée d'exposition [ms]	0,1	0,25	0,25	3, 50 ou 100
Gain ^{II}	220 à 235	7 à 10	7 à 10	150 à 180
Résolution [mm.pixel ⁻¹]	0,188	0,080 à 0,085	0,080 à 0,085	0,031
Focale objectif [mm]	50	100	100	100
Ouverture objectif	f/1.8	f/2	f/2	f/2
Fréquence d'acquisition [Hz]	8,2	80	2 000	3,6
Nombre d'images par série	500	500	> 600	200

Filtre et Objectif

Afin de recueillir l'émission lumineuse en provenance uniquement des radicaux CH*, et non d'autres radicaux excités ou bien d'autres phénomènes lumineux, un filtre interférentiel est utilisé (fig. C.2). Celui-ci a une largeur à mi-hauteur de 5 nm, et il est centré sur 431 nm, longueur d'onde correspondant au pic d'émission du radical CH* [50].

Selon le champ de visualisation souhaité, deux objectifs distincts (Canon 100 mm ou Nikon 50 mm) ont été employés, dont les principales caractéristiques d'utilisation sont recensées dans le tab. C.1.

Intensificateur et Caméra

Selon les cas étudiés, deux caméras distinctes ont été utilisées, dont les principales caractéristiques sont reportées dans le tab. C.2.

Par ailleurs, l'intensité rayonnée par chimiluminescence étant faible et fortement atténuée par l'utilisation d'un filtre interférentiel, il est indispensable d'utiliser un intensificateur pour augmenter le signal lumineux reçu. Toutefois, un compromis est à trouver en termes d'intensification pour conserver un rapport signal sur bruit acceptable. Selon la caméra utilisée, l'intensificateur est soit inclus (Intensificateur GEN II RB pour la caméra ICCD (pour *Intensified Coupled-Charge Device*) PI-Max2), soit un élément à part, fabriqué ici sur-mesure pour la caméra FASTCAM SA4. Dans ce dernier cas, il est nécessaire de synchroniser l'ouverture de l'intensificateur avec celle de la caméra, ce qui est réalisé sur la caméra FASTCAM SA4 par l'intermédiaire du logiciel Fastcam Viewer (Photron). Les deux intensificateurs utilisés ont été spécifiquement choisis pour leur bonne efficacité quantique (efficacité de conversion des photons incidents en électrons) dans la gamme spectrale du proche UV, incluant notamment les longueurs d'onde à 309 nm étudiée par la suite lors des mesures de LIF-OH (cf. C-3) et 431 nm ici pour la chimiluminescence CH*.

Finalement, la résolution de l'ensemble de la chaîne d'acquisition est déterminée à l'aide d'une mire placée dans le plan de focalisation de l'objectif.

^{II} Non linéaire ; dépend de l'intensificateur (donc de la caméra).

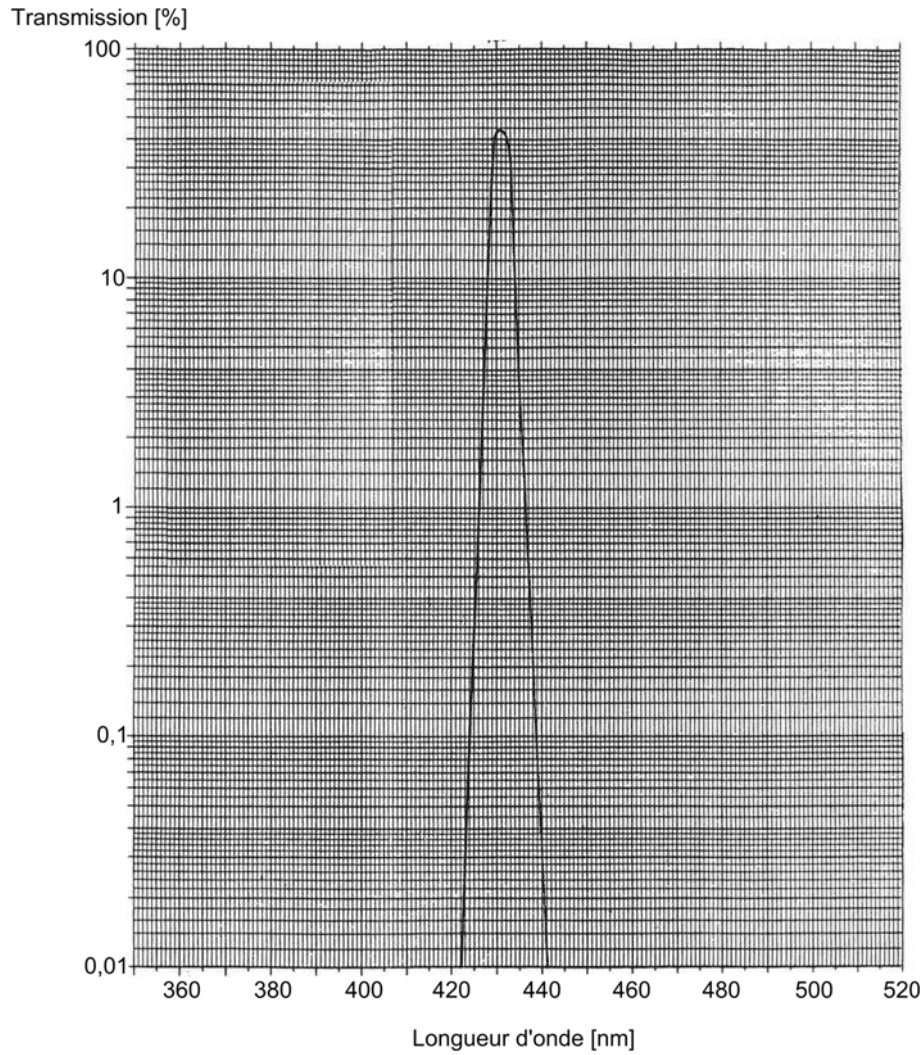


Fig. C.2 : Spectre de transmission du filtre utilisé en chimiluminescence CH*.

Tab. C.2 : Principales caractéristiques des caméras utilisées lors des mesures de chimiluminescence.

<i>Marque</i>	<i>Modèle</i>	<i>Capteur [pixel²]</i>	<i>Intensificateur</i>	<i>Profondeur de couleur [bit]</i>	<i>Niveaux de gris</i>
Princeton Instruments	PI-MAX2	1024 × 1024	Inclus	16	55 535
Photron	FASTCAM SA4	1024 × 1024	Séparé	12	4 095

C-2.3. Post-traitement

Les séries d'images relatives au processus de décrochage des flammes attachées ont été analysées simplement de manière qualitative. Pour les autres séries d'images (flamme attachée, suspendue ou bien coupée), un post-traitement a été effectué à l'aide du logiciel Matlab® (MathWorks, Matlab R2008b) et de son Image Processing Toolbox™. Le principe et les étapes de post-traitement pour chacune des configurations étudiées sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

Hauteur et Rayon d'attachement

Les images de chimiluminescence de flammes attachées ont permis la détermination de la position du bout de flamme relativement à la lèvre du brûleur, c'est-à-dire la hauteur et le rayon d'attachement. L'image brute enregistrée (fig. C.3a) présente l'intensité reçue en chaque point par intégration le long de la ligne de visée. Afin d'obtenir une « coupe » marquant la zone de réaction, il est réalisé une déconvolution d'Abel (fig. C.3b). Cette déconvolution est possible sous hypothèse d'axisymétrie de la flamme [248], hypothèse justifiée pour les flammes attachées qui même turbulentes présentent toujours en amont du point de rupture une partie d'apparence laminaire sans plissement, incluant ici la zone d'intérêt. Cette déconvolution est effectuée séparément sur les deux moitiés (gauche et droite) de l'image, ensuite reconstituée. Un masque est alors appliqué sur l'image déconvoluée (fig. C.3c) afin d'éliminer les artefacts de la déconvolution apparaissant au centre de l'image (correspondant au bord de chaque demi-image déconvoluée).

L'image est ensuite analysée par ligne horizontale de pixels, vers l'aval à partir de la position du brûleur (déterminée manuellement, cf. note plus bas). Cette méthode permet ainsi d'identifier la hauteur d'attachement H_a (fig. C.4), dès lors qu'est atteint un seuil d'intensité, fixé relativement à l'intensité maximale enregistrée sur l'ensemble de la zone de réaction. À cette hauteur d'attachement est ensuite déterminé le rayon d'attachement, selon le même seuil d'intensité, marquant la limite de la zone réactionnelle du côté radialement extérieur au bout de flamme (fig. C.4). Les valeurs reportées correspondent à la moyenne sur chaque série de 200 images.

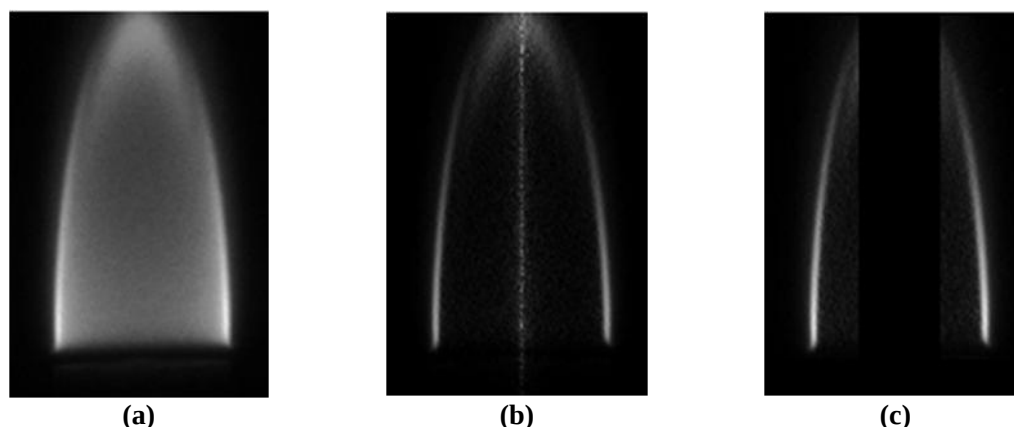


Fig. C.3 : (a) Image brute ; (b) Image déconvoluée ; (c) Image déconvoluée avec masque.

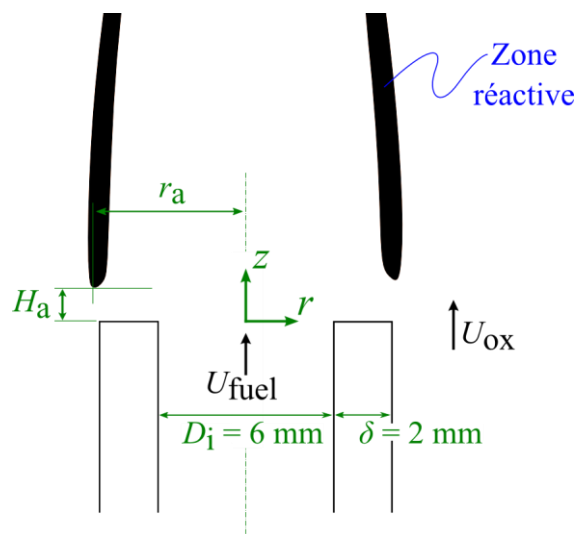


Fig. C.4 : Illustration des mesures de hauteur et rayon d'attachement.

Hauteur de suspension

Hormis l'étape de déconvolution qui n'a plus lieu d'être (la flamme suspendue étant dans les cas considérés turbulente et non axisymétrique), les mesures de hauteur de suspension sont effectuées selon le même post-traitement que les mesures de hauteur d'attachement. La hauteur de suspension est donc définie (fig. C.5) entre le brûleur et la base de la flamme suspendue (quelle que soit sa position sur la ligne de visée).

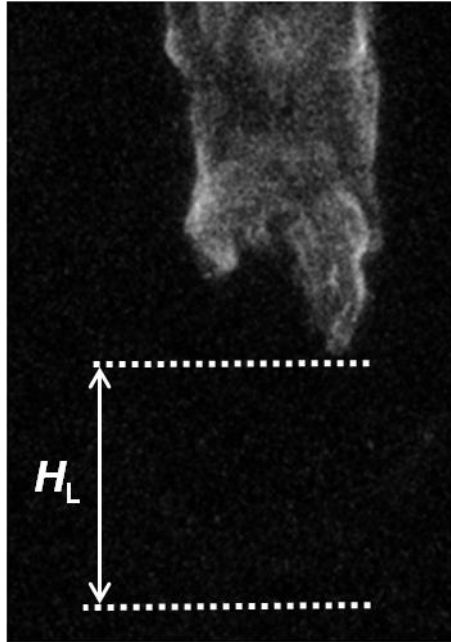


Fig. C.5 : Illustration des mesures de hauteur de suspension

Néanmoins, la position axiale de la base d'une flamme suspendue turbulente fluctue au cours du temps [33,159]. La littérature compte alors de plusieurs possibilités pour déterminer et reporter la hauteur de suspension, tel que par exemple la valeur minimale [39] ou bien la moyenne entre les valeurs minimales et maximales [114] des fluctuations mesurées de la hauteur de suspension. Dans cette étude (partie III.4), il a été choisi de reporter simplement la moyenne des valeurs mesurées individuellement sur chacune des 500 images de chaque série. L'écart-type vaut typiquement 7 à 10% de la hauteur de suspension dans les cas non-préchauffés, et 10 à 20% de la hauteur de suspension dans les cas avec préchauffage.

Dimensions caractéristiques des flammes coupées

Là encore, une analyse par ligne horizontale de pixels depuis le brûleur vers l'aval est effectuée sur les images, sans déconvolution. Le cas échéant, sont alors déterminées (fig. C.6) successivement la longueur de la partie attachée laminaire L_A puis la hauteur de la partie aval turbulente H_D . La longueur de coupure, L_C , est déterminée par soustraction de ces deux grandeurs, $L_C = H_D - L_A$. Les valeurs reportées sont des moyennes sur l'ensemble des séries de 500 images qui présentent effectivement une coupure, et le pourcentage d'images présentant une coupure est également enregistré.

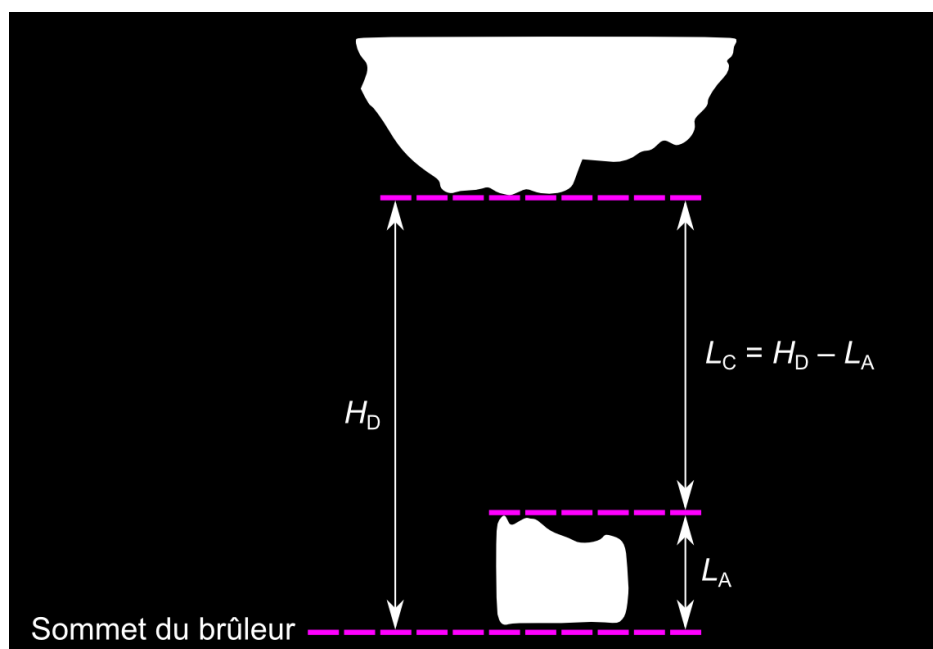


Fig. C.6 : Illustration de la détermination des dimensions caractéristiques d'une flamme coupée.

Détermination de la position du brûleur et incertitudes de mesures

L'ensemble des grandeurs caractéristiques mesurées à l'aide des post-traitements d'images présentés sont définies relativement à la position du brûleur. Il est donc indispensable de connaître avec précision la position du brûleur sur les images. Néanmoins, si l'intensification permet une visualisation correcte de la flamme, ce n'est pas toujours le cas concernant le brûleur, qui réfléchit plus ou moins (selon le matériau utilisé) la chimiluminescence en provenance de la flamme. Ainsi, le brûleur présente généralement un faible niveau d'intensité lumineuse. De plus une « vue 3D » est induite par l'ouverture de l'objectif ; ces deux facteurs cumulés ne permettent pas d'automatiser la détection de la position du brûleur lors du post-traitement. Cette position doit donc être déterminée manuellement sur les images.

À cet effet, des images de référence du brûleur éclairé par une source complémentaire ont été prises dès que cela s'est avéré nécessaire et possible. La position a ainsi été déterminée pour chaque série d'images. En effet, le tube du brûleur se dilate différemment en fonction des gradients de température. En présence de préchauffage, cette dilatation est importante car le tube est préchauffé sur l'ensemble de sa longueur ; en revanche, la dilatation est négligeable sans préchauffage quand le tube ou l'embout n'est chauffé que par la flamme. Pour donner un ordre de grandeur, un calcul simple de dilatation linéaire (approximation en considérant une température homogène le long du tube) peut être réalisé :

$$\Delta l = \alpha l_0 \Delta T \quad (C.2)$$

où l_0 est la longueur du tube à la température $T_0 = 300$ K, $\Delta T = T - T_0$, et α est le coefficient de dilatation linéaire, pris égal à $17.10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [59,73]. Pour un tube de 1 m, l'allongement Δl vaut environ 5 mm et 12 mm pour une température finale de 600 K et 1000 K, respectivement. Par conséquent, chaque couple de paramètres *niveau de préchauffage* et *vitesse d'injection du combustible* va conduire à une dilatation du tube distincte et donc à une nouvelle position de référence du brûleur qu'il convient de repérer.

L'écart-type global sur la détermination de la position du brûleur est de 1 pixel (2 pixels radialement) en l'absence de préchauffage et 2 pixels en présence de préchauffage. L'incertitude de

détermination de la position du bout de flamme en régime attaché est également estimée à ± 1 pixel avec la méthode utilisée, ce qui donne une incertitude sur la valeur de la hauteur d'attachement de l'ordre de 0,1 mm. L'erreur de détermination de la position du brûleur a moins de conséquences sur la mesure de hauteur de suspension ou des dimensions d'une flamme coupée, puisque si l'incertitude absolue est plus élevée (moins bonne résolution), l'incertitude relative n'en est pas moins réduite.

Au final, l'ensemble des valeurs d'incertitudes ainsi estimées sont reportées dans le tab. C.3.

Tab. C.3 : Incertitudes de mesures.

<i>État de flamme considéré</i>	<i>Grandeur</i>	<i>Incrtitude absolue [mm]</i>		<i>Incrtitude relative [–]</i>	
		<i>sans préchauffage</i>	<i>avec préchauffage</i>	<i>sans préchauffage</i>	<i>avec préchauffage</i>
<i>Attachée</i>	H_a	0,06	0,12	7–9%	11–40%
	r_a	0,09	0,12	2%	2–3%
<i>Suspendue</i>	H_L	0,38	0,56	1%	1–2%
	L_A		0,24		2–4%
<i>Coupée</i>	H_D		0,24		1–2%
	L_C		0,24		1–25%

C-3. Fluorescence Induite par Laser (LIF-OH)

Les diagnostics optiques basés sur la chimiluminescence (spontanée) sont relativement simples à mettre en œuvre. Néanmoins, l'image obtenue est alors une intégration du rayonnement sur l'ensemble du chemin optique. Si cette information est fort utile et suffisante pour déterminer certaines grandeurs, des informations complémentaires peuvent être apportées par des images en coupe de la flamme, présentant directement le profil de la zone de réaction (image plan 2D). De telles images peuvent par exemple être obtenues par Fluorescence Induite par Laser (FIL ou LIF pour *Laser-Induced Fluorescence* voire PLIF pour *Planar Laser-Induced Fluorescence*), technique employée ici. Le principe de la LIF est brièvement rappelé ci-après, puis sont donnés les détails de sa mise en œuvre dans le cadre de cette étude. Enfin, sont présentés les étapes et le principe du post-traitement effectué sur ces images, qui ont permis la détermination de certaines caractéristiques des phénomènes d'extinction locale de la zone de réaction (cf. III.2.2).

C-3.1. Principe

La fluorescence induite par laser (LIF) est un processus inélastique d'interaction lumière-matière. Contrairement à la chimiluminescence qui repose sur l'émission de radicaux naturellement excités formés au cours des multiples réactions chimiques, la LIF est basée sur une excitation de radicaux sous l'effet d'une source extérieure, dans ce cas un laser. Ces radicaux se dés excitent ensuite par un processus dit de fluorescence, et il suffit de collecter le signal de fluorescence, qui est entre autres proportionnel à la concentration de radicaux excités (mais qui dépend aussi d'autres caractéristiques du milieu telles que la température, la concentration en O_2 , ...). Si l'émission laser générée est envoyée dans la zone réactive sous forme d'une nappe verticale de très fine épaisseur, le signal de fluorescence récupéré sera alors une image 2D dans le plan de cette nappe.

Différentes espèces sont susceptibles de fluorescer sous induction par laser. Parmi elles, le radical OH est couramment utilisé dans diverses applications de LIF [128], qui peuvent être relatives, outre au front de flamme (zone de réaction), à la température ou encore aux gaz brûlés dans la zone post-réaction, contrairement à la fraction chimiquement excitée OH^* qui ne permet de visualiser que la zone de réaction où elle est créée [32]. En réalité, la quantité de OH à l'équilibre dans les produits de combustion peut rapidement devenir négligeable en deçà de 1600 K [85]. Les mesures de PLIF-OH restent donc fréquemment utilisées comme marqueur de la zone de réaction aux températures élevées [106], et c'est également le choix qui a été fait dans cette étude.

Différentes longueurs d'onde sont alors envisageables pour que la nappe laser incidente génère une excitation optique, en fonction du spectre d'excitation du radical OH (fig. C.7, [139]). La gamme de longueurs d'onde d'excitation présentée dans la fig. C.7 intervient dans la transition du système de bandes $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ du radical OH, $X^2\Pi$ correspondant au niveau d'énergie le plus bas. Le spectre d'émission est alors présenté dans la fig. C.8 ; la longueur d'onde principale d'émission est de 309 nm.

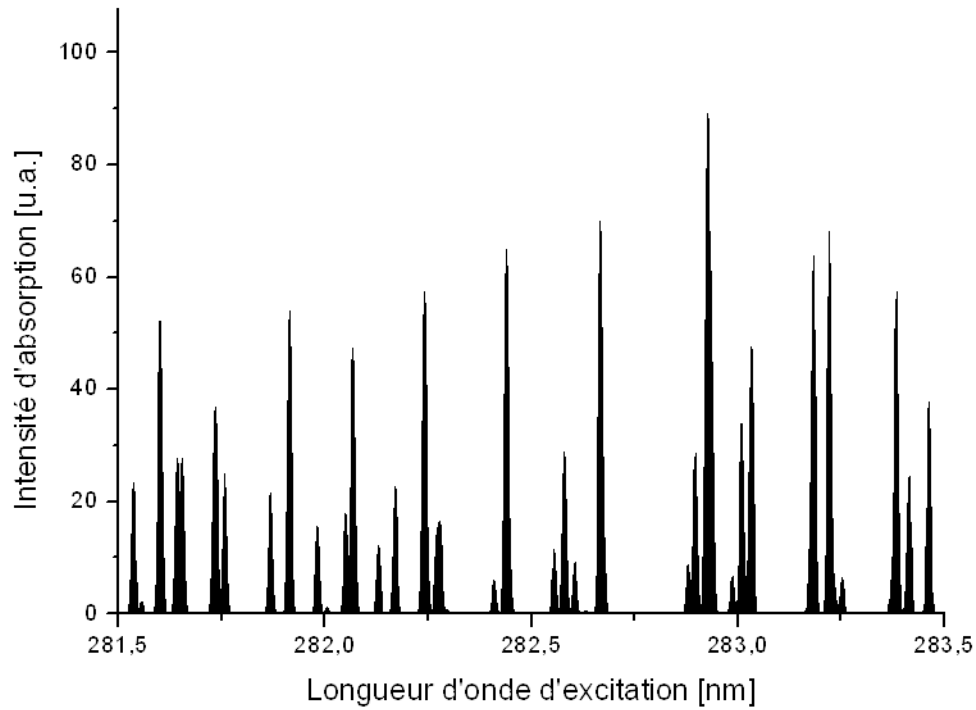


Fig. C.7 : Spectre d'excitation du radical OH [139].

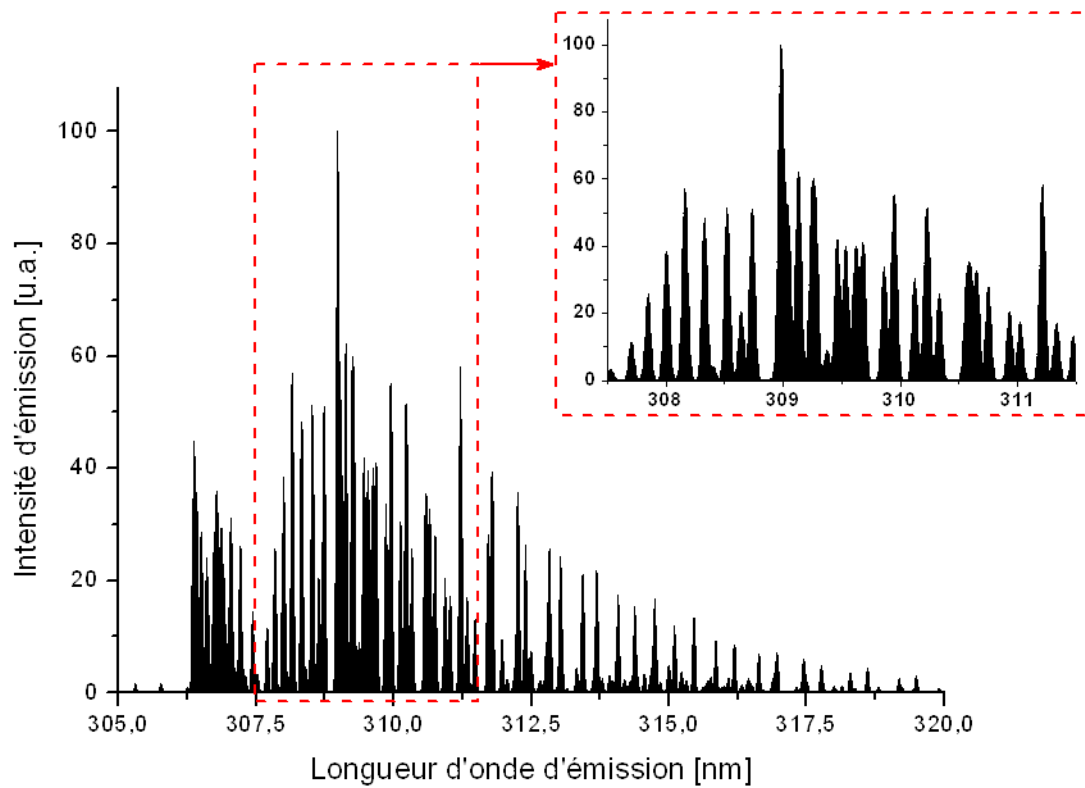


Fig. C.8 : Spectre d'émission des transitions du système de bandes A-X du radical OH [139].

Le temps de décroissance du signal de fluorescence des radicaux excités étant très court, il est par ailleurs préférable de synchroniser l'acquisition des images avec la génération de la nappe laser. La mise en œuvre du diagnostic optique de LIF-OH dans le cadre de cette étude est détaillée dans le paragraphe suivant.

C-3.2. Mise en œuvre

La chaîne d'acquisition est plus complexe que dans le cas précédent de chimiluminescence, puisqu'elle s'accompagne d'un système de génération d'une nappe laser et d'un système de synchronisation, présentés ci-dessous.

Laser

Le laser utilisé comme source d'éclairement est un laser réglable à colorant (Quantel, TDL+, 140 mW à 282 nm) pompé par un laser pulsé Nd:YAG (Quantel, Brillant B). Le colorant utilisé est la Rhodamine 590 (ou Rhodamine 6G) en solution dans de l'éthanol.

Ce laser est relativement sensible aux variations de température de la salle nécessairement engendrées par le préchauffage et la puissance thermique dégagée par la flamme. De ce fait, la longueur d'onde réellement sélectionnée par le réseau interne et donc émise par le laser est susceptible de varier d'une expérience à l'autre ; or le spectre d'excitation est fortement dépendant de cette longueur d'onde, avec une perte de signal possible à moins de 0,1 nm près (fig. C.7). Ainsi, il a parfois été nécessaire d'ajuster la longueur d'onde d'excitation en se basant sur le signal de fluorescence reçu par la caméra. Cette méthode ne garantit pas la raie d'excitation sélectionnée (les valeurs indiquées par le laser variant entre 281,5 nm et 282,0 nm), mais suffit à générer suffisamment de signal pour atteindre l'objectif voulu, qui n'est pas quantitatif mais se limite à marquer géographiquement la zone de dégagement de chaleur par la présence ou l'absence de radical OH.

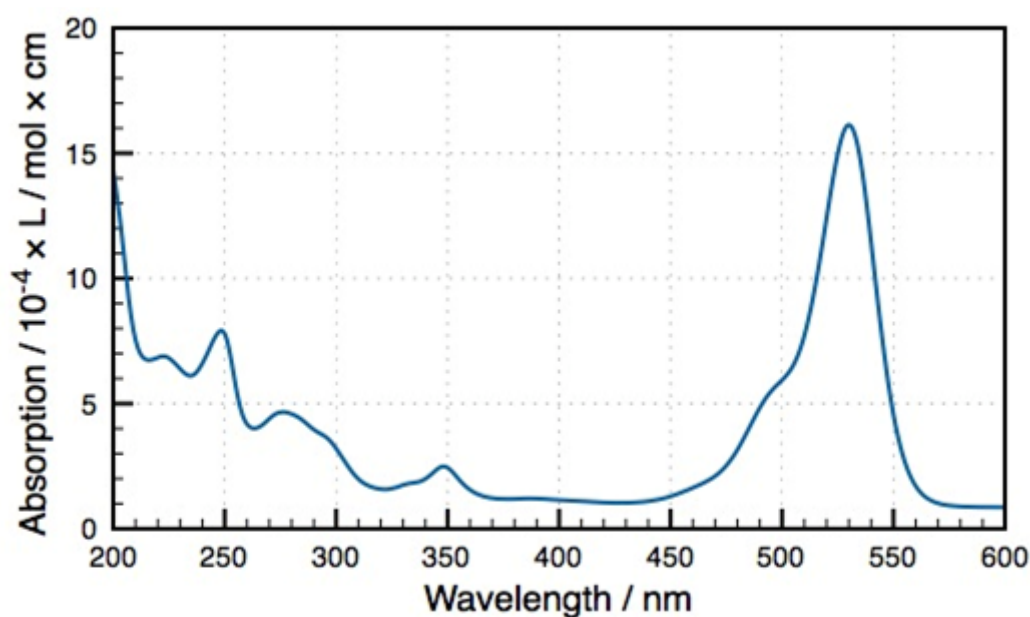


Fig. C.9 : Absorption de la Rhodamine 6G en solution d'éthanol [196].

Le fonctionnement de ce laser est le suivant : le laser pulsé Nd:YAG émet initialement à une longueur d'onde de 1064 nm. Un doubleur de fréquence permet d'obtenir une longueur d'onde de 532 nm, très proche (fig. C.09) du pic d'absorption de la Rhodamine 6G utilisée comme colorant en solution avec l'éthanol. Celle-ci fluoresce alors (fig. C.10), et seule la longueur d'onde souhaitée (autour de 564 nm) est conservée grâce à un réseau. La fréquence est enfin doublée pour obtenir la longueur d'onde d'excitation voulue (environ 282 nm), permettant une transition dans le système de bandes $A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$ du radical OH.

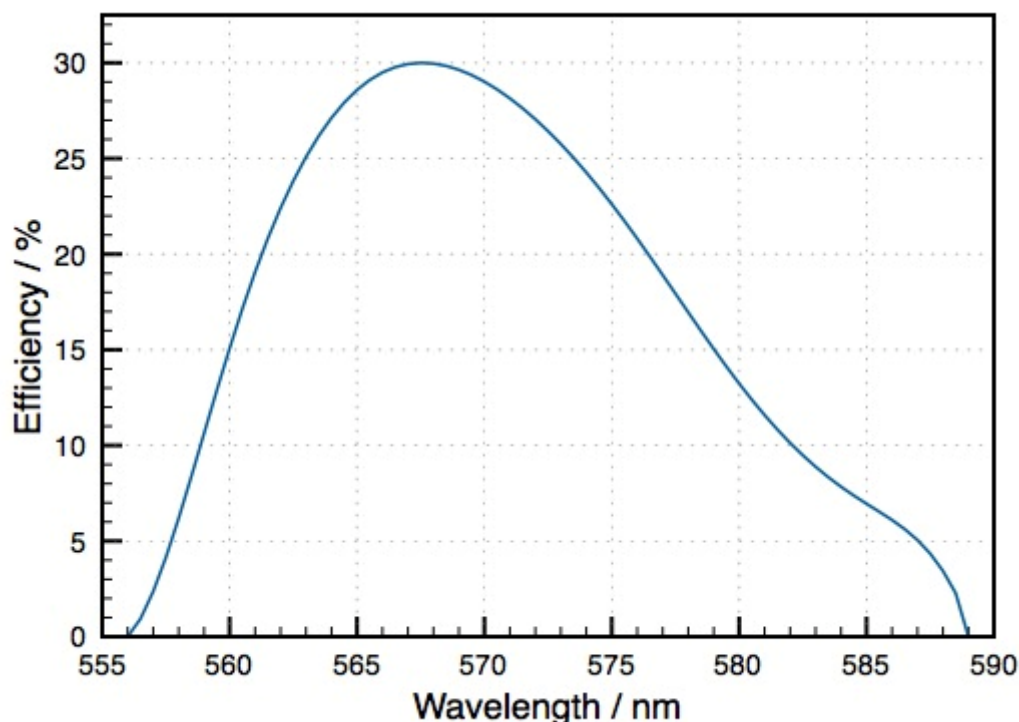


Fig. C.10 : Émission (fluorescence) de la Rhodamine 6G en solution d'éthanol pour une longueur d'onde d'excitation de 532 nm [196].

Génération de nappe

Trois lentilles sont associées en série afin de générer la nappe laser envoyée dans la zone de réaction : une lentille cylindrique divergente de focale -10 mm et deux lentilles convergentes, l'une de 500 mm de focale et l'autre cylindrique de focale 150 mm. Les dimensions de la nappe ainsi générée sont, dans la zone d'étude, de 0,5 mm d'épaisseur et de 7 cm de hauteur.

Système de collecte : Filtre et Objectif

Afin de conserver uniquement la lumière fluorescée par les radicaux OH, un filtre interférentiel (CVI, Melles Griot) est utilisé, centré sur une longueur d'onde de 309,9 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm (fig. C.11). Les signaux sont alors collectés à l'aide d'un objectif spécial UV d'ouverture f/4. et de focale 105 mm.

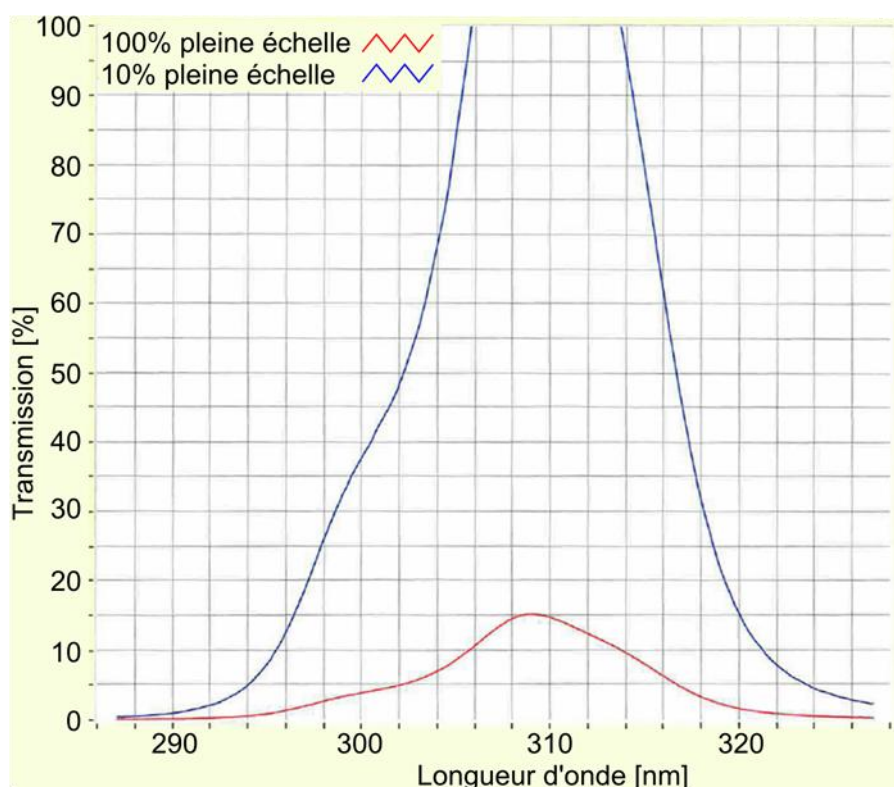


Fig. C.11 : Spectre de transmission du filtre utilisé en LIF-OH.

Caméra et conditions d'acquisition

Le signal de fluorescence est collecté à l'aide d'une caméra intensifiée (Princeton Instruments PI-MAX2, cf. tab. C.2). L'acquisition est opérée à 3,33 Hz sur une ROI de 635×1024 pixel², couvrant, avec une résolution de 0,080 mm.pixel⁻¹, une zone d'environ 6 cm de haut au-dessus du brûleur. Les images de LIF-OH ont été enregistrées par séries de 500 images dans chaque cas expérimental.

Détermination de la position du brûleur

La longueur d'onde d'observation du signal de fluorescence OH (309 nm) étant hors du domaine visible et le brûleur ne fluoresçant pas, ce dernier n'apparaît pas sur les images enregistrées. La connaissance de sa position précise est cependant nécessaire afin de localiser les zones de réaction et d'extinctions locales relativement au brûleur. De plus, comme indiqué précédemment, la position du brûleur (qui se dilate sous l'effet de la température) dépend du préchauffage et de la vitesse d'injection. Afin de pallier cette difficulté, des images de chimiluminescence ont été systématiquement acquises dans les mêmes conditions que celles de LIF-OH. La calibration des images de LIF-OH est au préalable réalisée en deux temps. Dans un premier temps, un cache de dimensions connues est placé de sorte à obstruer une partie intermédiaire de la nappe laser. La comparaison de la position et des dimensions de l'ombre de ce cache sur les images de LIF et de chimiluminescence (avec la mire dans ce cas) permet la recalibration à température ambiante. La résolution ne changeant pas, seule la nouvelle position du brûleur est ensuite systématiquement déterminée dans tous les cas avec préchauffage, encore une fois grâce à des images de chimiluminescence.

Synchronisation

La synchronisation entre le laser et la caméra intensifiée est réalisée au moyen d'un générateur de délai (SRS Stanford Research Systems, DG645). La caméra est réglée sur une durée d'exposition

assez courte ($25\ \mu\text{s}$), afin de collecter le signal de fluorescence (le temps de décroissance de ce signal est de l'ordre de $20\ \text{ns}$) sans être perturbé par la chimiluminescence naturelle du radical chimiquement excité OH^* , dont le temps caractéristique d'émission est de l'ordre de la milliseconde [142].

En outre, une synchronisation a été effectuée dans certaines configurations avec l'acquisition des images de chimiluminescence CH^* (fig. C.12), à l'aide d'un second générateur de délai (SRS Stanford Research Systems, DG535). Dans ce cas, une image de LIF-OH est obtenue toutes les 600 images de chimiluminescence CH^* (fig. C.13), permettant ainsi d'effectuer une analyse couplée des images (acquisition par intégration le long de la ligne de visée ou bien suivant un plan de coupe).

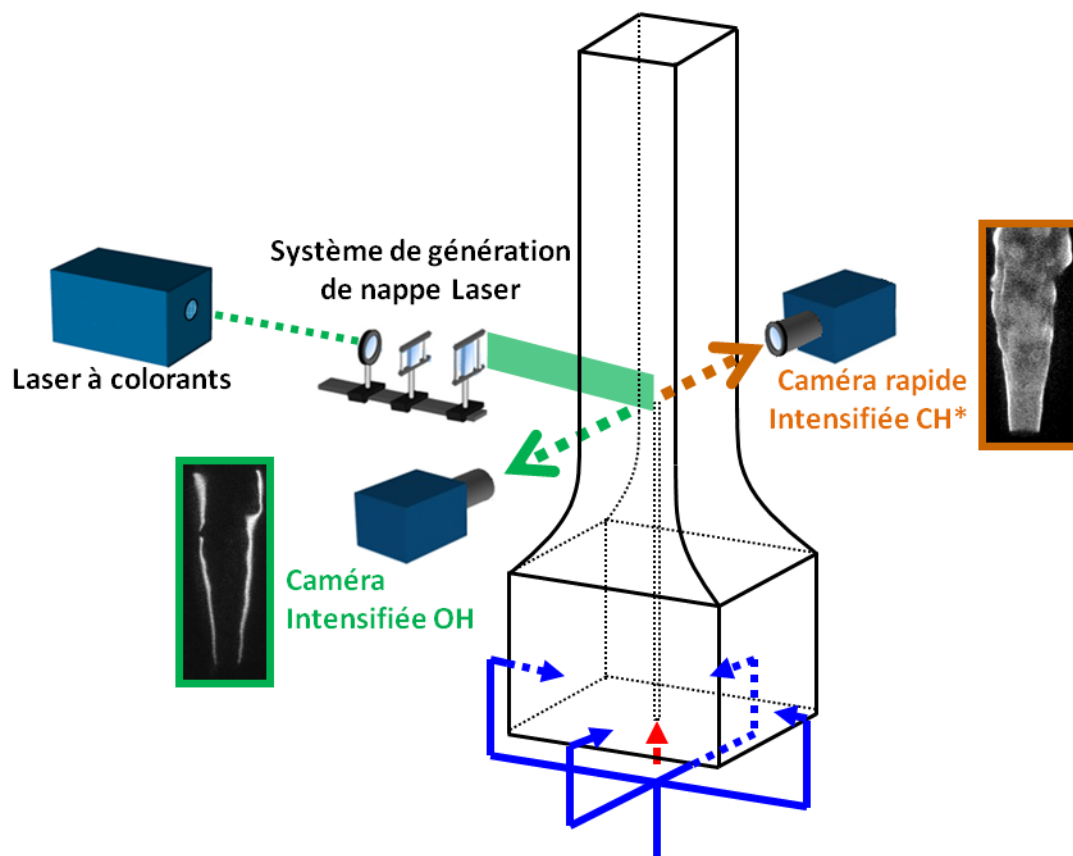


Fig. C.12 : Schéma de la visualisation simultanée LIF-OH et chimiluminescence CH^*

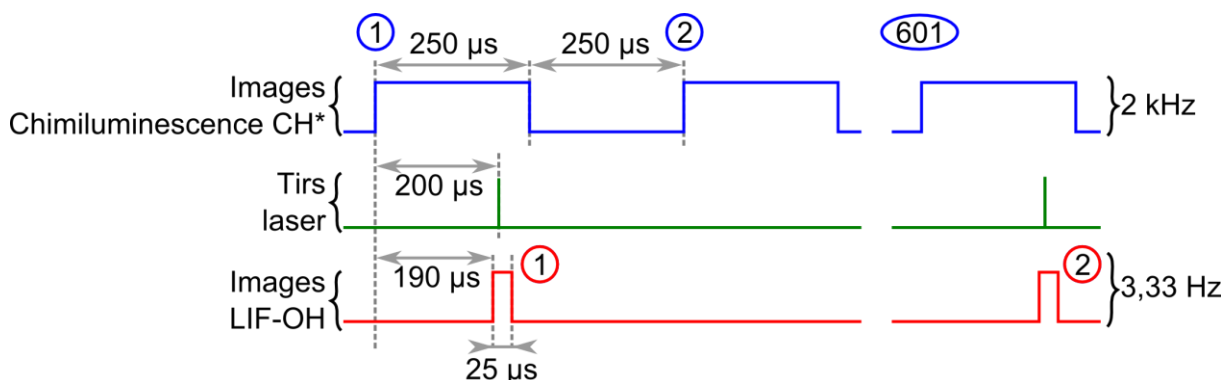


Fig. C.13 : Chronogramme de la synchronisation des images de LIF-OH et de chimiluminescence CH^* .

C-3.3. Post-traitement – Extinctions locales

Les mesures de LIF-OH ont été acquises afin de visualiser directement la zone de dégagement de chaleur (hautes températures), et par là même les extinctions locales au sein de la zone de réaction. Une extinction locale de la zone de réaction est identifiée ici dès lors que le profil normalement continu du radical OH présente une rupture, approche usuelle dans la littérature [18,96,104,106,200].

L'Image Processing Toolbox™ de Matlab® (MathWorks, Matlab R2008b) a de nouveau été utilisée ici. Suite à un travail préalable sur les images enregistrées (fig. C.14a–c), le post-traitement effectué, à nouveau basé sur un seuil d'intensité, a permis de relever certaines caractéristiques de ces extinctions (fig. C.14d), qui sont : **(i)** la localisation (positions axiale et radiale) du début de l'extinction ; **(ii)** la localisation de la fin de l'extinction et **(iii)** par déduction, la longueur de l'extinction. Ce relevé d'extinctions locales a été réalisé sur chaque série de 500 images, certaines images pouvant montrer de multiples extinctions quand d'autres n'en présentent pas. Une vérification visuelle des images a permis de confirmer la validité du post-traitement réalisé.

À des fins de comparaison, la longueur cumulée des extinctions déterminées dans chaque cas (série) a été normalisée par la longueur du profil (linéaire) moyen de la zone de réaction.

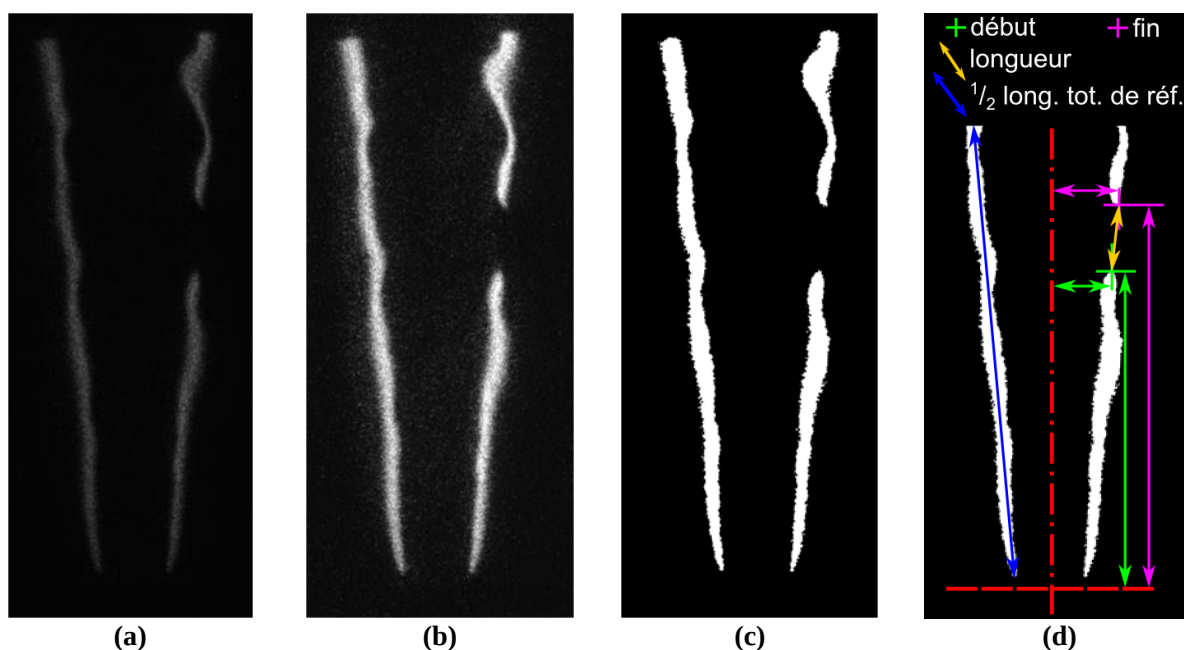


Fig. C.14 : (a) Image brute ; (b) Image contrastée ; (c) Image binarisée ; (d) Mesures.

C-4. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

La connaissance des propriétés de transport, spécifiquement les champs de vitesses, peut être un atout précieux pour la compréhension du rôle des couplages aérothermochimiques. Parmi les méthodes couramment employées pour déterminer les vitesses locales dans un écoulement, certaines sont basées sur une mesure en un point (par exemple l'anémométrie Doppler par Laser), tandis que d'autres donnent accès au champ de vitesses dans une zone étendue, comme la Vélocimétrie par Images de Particules (VIP ou PIV pour *Particle Image Velocimetry*), que nous avons utilisée dans notre étude. Son principe est rappelé dans un premier temps, avant la présentation de sa mise en œuvre pour la détermination des vitesses dans certaines conditions expérimentales.

C-4.1. Principe

La PIV consiste à déduire la vitesse d'un fluide en écoulement à partir de la détermination du déplacement de particules transportées par ce fluide. Contrairement au diagnostic parent de Vélocimétrie par Suivi de Particules (VSP ou PTV pour *Particle Tracking Velocimetry*) qui consiste à suivre les particules individuellement, la PIV permet de déterminer la vitesse à l'intérieur d'une petite zone d'interrogation comprenant un ensemble de particules.

La PIV est basée sur un phénomène de réflexion lumineuse élastique, c'est-à-dire une réémission à une longueur d'onde identique à celle d'excitation (diffusion de Mie). Il convient donc d'ensemencer l'écoulement dont l'éclairement par une nappe lumineuse permettra de déterminer la position des particules. La PIV suppose que les particules présentes dans l'écoulement ne le perturbent pas (neutralité) et le suivent parfaitement (fidélité).

Le principe est alors très simple : il s'agit de prendre deux images de l'écoulement chargé en particules à deux instants donnés successifs. Il suffit ensuite de déterminer le déplacement des mêmes particules identifiées dans les deux images, et de diviser ce déplacement par l'intervalle de temps écoulé entre les deux images pour obtenir la vitesse correspondante.

Si le principe de la mesure par PIV reste relativement simple, les conditions nécessaires pour sa bonne application demandent toutefois quelques précautions. La mise en œuvre de ce diagnostic dans cette étude est présentée dans les paragraphes qui suivent, et le lecteur intéressé pourra se reporter aux réfs. [116,149,193] pour davantage de détails et de références bibliographiques sur le principe et les applications de la PIV.

C-4.2. Mise en œuvre

Un dispositif de PIV se compose d'un système d'imagerie, qui comprend l'ensemencement et l'éclairement de l'écoulement puis la collecte du signal, et d'un système de traitement d'image. Les éléments composant ces systèmes sont détaillés ci-dessous.

Ensemencement

Un écoulement réactif impose une très haute tenue en température pour le traceur. C'est donc un critère important dans le choix du traceur : par exemple, des gouttelettes d'huile s'évaporent vers 240°C [223]. Ainsi, des particules d'oxydes solides sont généralement plus indiquées dans les environnements de combustion.

Par ailleurs, le suivi correct de l'écoulement est largement influencé par la taille, la densité et la concentration des particules dans le fluide. Les choix effectués dans cette étude résultent essentiellement d'expériences antérieures [66]. L'oxyde de zirconium (ZrO_2) a ainsi été retenu, présentant un bon compromis entre diamètre des particules, densité et tenue en température (tab. C.4).

Tab. C.4: Principales caractéristiques de l'oxyde de zirconium

<i>Formule</i>	<i>Masse molaire [g.mol⁻¹]</i>	<i>Densité [kg.m⁻³]</i>	<i>Diamètre des particules [μm]</i>	<i>Température de liquéfaction [°C]</i>	<i>Indice de réfraction</i>
ZrO_2	123,22	5680	≈ 1	2715	2,13 ^{mm}

L'ensemencement en particules solides de ZrO_2 a été réalisé à l'aide d'un générateur de poudre solide à brosse (PALAS, RBG 1000), permettant de régler indépendamment le débit de gaz et la densité de particules. Un débit minimal est toutefois requis pour son utilisation, incompatible avec les faibles vitesses du jet par exemple.

La concentration en particules est ensuite contrôlée par la vitesse de déplacement du piston.

Les particules ont été préalablement retamisées et passées à l'étuve, afin d'enlever toute impureté et d'éviter les agglomérations de particules à cause de l'humidité.

Comme l'objectif principal des mesures de PIV était d'évaluer l'entraînement d'air par le jet au niveau de la zone de stabilisation des flammes attachées, il a été choisi d'ensemencer uniquement l'écoulement d'air. Afin d'avoir un ensemencement homogène et de ne pas perturber l'écoulement (pour des questions d'isocinéticité de l'ensemencement par rapport à l'écoulement), l'ensemencement a été réalisé en amont du foyer. Le traceur a ainsi été injecté juste avant l'entrée de l'air dans la boîte de distribution (cf. A-1).

Laser & Génération de nappe

Un laser Nd:YAG double (New Wave Research, Solo PIV 120-15) a été utilisé comme source d'éclairement de l'écoulement ensemencé. Ce laser émet à une longueur d'onde de 532 nm (120 mJ). Le contrôle par ordinateur (logiciel Davis 7, LaVision) permet de définir l'intervalle de temps entre les deux tirs successifs émanant des deux têtes lasers. Un intervalle de temps de 500 μs a été choisi afin que le déplacement des particules entre deux images ne dépasse pas le quart de la taille de la fenêtre d'interrogation utilisée pour le post-traitement.

Un système de génération de nappe est installé en sortie de laser, composé de trois lentilles : une première cylindrique concave de focale -115 mm, d'une seconde sphérique biconvexe de focale 108 mm et une troisième concave de focale -20 mm. La nappe ainsi générée mesure environ 0,2 mm d'épaisseur et 3 cm de hauteur dans la zone de mesure. Une attention particulière a été portée à l'alignement des deux nappes laser et à leur verticalité, ainsi qu'à l'uniformité de la puissance émise par les deux têtes lasers.

Afin de limiter au maximum les réflexions directes du laser vers la caméra via le brûleur (embout en alumine Al_2O_3 , cf. Annexe A-7), l'embout a été enduit d'un mélange de revêtement émissif (Aremco, Hie-C Coat) et de rhodamine 6G. Le rayonnement à 532 nm ainsi absorbée par la

^{mm} Longueur d'onde non spécifiée.

rhodamine 6G sera réémis à une longueur d'onde plus élevée (cf. fig. C.10), non transmise par le filtre interférentiel placé devant la caméra. Par ailleurs, l'embout a été poli avec de la pâte à polir (PRESI, préparation diamantée Mecaprex 1 μm), afin que les rayons incidents non absorbés mais réfléchis par le brûleur le soient selon le principe de retour inverse de la lumière, donc pas dans la direction de la caméra (réflexion spéculaire et non diffuse).

Système de collecte : Caméra, Filtre et Objectif

L'objectif utilisé pour visualiser un champ proche de la lèvre du brûleur est un télescope (Questar, QM1 longue distance) monté sur une platine de déplacement manuel. Cet objectif est équipé d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde de 532 nm (largeur à mi-hauteur : 5 nm), de sorte à limiter les perturbations liées à l'émission lumineuse naturelle de la flamme.

Une caméra à double exposition (LaVision, Imager Intense) a été utilisée lors des mesures par PIV. Elle dispose d'un capteur CCD de 1376×1040 pixel² (avec une taille de pixel de $6,45 \times 6,45$ μm^2) et délivre des images de 12 bits. La caméra est directement synchronisée avec le laser au moyen du système de contrôle par ordinateur (logiciel Davis 7, LaVision). La mise à l'échelle des images a été effectuée à l'aide d'une mire placée dans la zone de mesure.

Conditions d'acquisition et Post-traitement

Dans chaque cas étudié, des séries de 500 doublets d'images ont été enregistrées. Une analyse paramétrique a montré que cette valeur du nombre de doublet d'images enregistrées était largement suffisante pour valider la représentativité des moyennes déterminées sur les résultats.

L'ensemble du traitement des données a ensuite été effectué à l'aide du logiciel Davis 7 (LaVision). Préalablement, un masque a été appliqué sur les images dans les zones du brûleur et du jet afin de ne pas biaiser les calculs de PIV. Une méthode classique d'inter-corrélation a ensuite été employée, de manière itérative avec plusieurs passages jusqu'à des fenêtres d'interrogation de 64×64 pixel² (25% de recouvrement). Puisqu'il s'agit d'un écoulement statistiquement stationnaire et que l'objectif était d'obtenir l'allure du champ moyen de vitesses plus que les valeurs instantanées ou écart-types associés, les calculs ont été menés en utilisant la « somme des corrélations ». Les corrélations de chaque doublet d'image sont alors multipliées, ce qui permet d'augmenter considérablement l'écart entre les pics de corrélation et ainsi de s'affranchir de vecteurs aberrants.

C-5. Ombroscopie

L'ombroscopie est une technique optique relativement simple à mettre en œuvre, qui permet de visualiser les gradients d'indice de réfraction dans un fluide. Elle a été utilisée ici au cours d'une phase exploratoire visant à observer les structures et le régime d'écoulement du jet, dans les cas réactif comme non réactif cf. Annexe D). Son principe est succinctement abordé ci-dessous, ainsi que son application à cette étude.

C-5.1. Principe

L'ombroscopie, tout comme le diagnostic apparenté de strioscopie, est une méthode de visualisation qui repose sur les variations de l'indice de réfraction optique. Ces variations peuvent être d'origine thermique, ou bien dues à un changement de composition du milieu. Dans un milieu réactif tel qu'une flamme-jet, les fortes différences d'indice optique apparaissent au niveau de l'interface entre les gaz brûlés et l'écoulement d'air coaxial, ainsi qu'entre le jet de méthane et les gaz brûlés. La principale différence entre l'ombroscopie et la strioscopie vient du fait que la première repose sur la dérivée spatiale au premier ordre de l'indice de réfraction $\partial n / \partial x$, tandis que la seconde s'appuie sur la dérivée spatiale au second ordre de l'indice de réfraction $\partial^2 n / \partial x^2$.

Le lecteur est encouragé à se reporter à l'ouvrage de G.S. Settles [194] pour en savoir plus sur l'ombroscopie et la strioscopie, et leur mise en œuvre.

C-5.2. Mise en œuvre

La source d'éclairement utilisée ici est un laser continu Hélium-Néon émettant dans le visible à la longueur d'onde de 632,8 nm. Ce laser est muni d'un épurateur de faisceau, composé d'un diaphragme positionné à la focale d'une lentille $f = 4$ mm. Le laser a été placé à la focale d'une lentille de grande monture (200 mm de diamètre) et de focale 1000 mm, afin de collimater la lumière incidente en un faisceau de lumière parallèle traversant la zone d'essais (fig. C.15). Une partie des rayons lumineux subit alors une déviation angulaire à la traversée de la flamme.

Deux configurations distinctes ont ensuite été employées pour collecter le signal. Dans la première configuration (*config. N°1*), l'image est directement formée sur un écran semi-transparent (papier calque). Cet écran est ensuite filmé à l'aide d'une caméra (Edmund Optics, EO-1312M-GL, capteur monochrome CMOS 1280×1024 pixel², avec une taille de pixel de $5,2 \times 5,2$ μm²). Cette configuration offre des images d'une bonne netteté. En revanche, la durée d'exposition relativement longue (1 ms) imposée par la caméra utilisée ne permet pas une bonne résolution temporelle des structures de l'écoulement.

Une seconde configuration (*config. N°2*) a alors été employée, utilisant une autre caméra (Photron FASTCAM, SA4, cf. tab. C.2) permettant une durée d'exposition plus courte (1,5 μs) et une meilleure résolution temporelle (1 kHz).

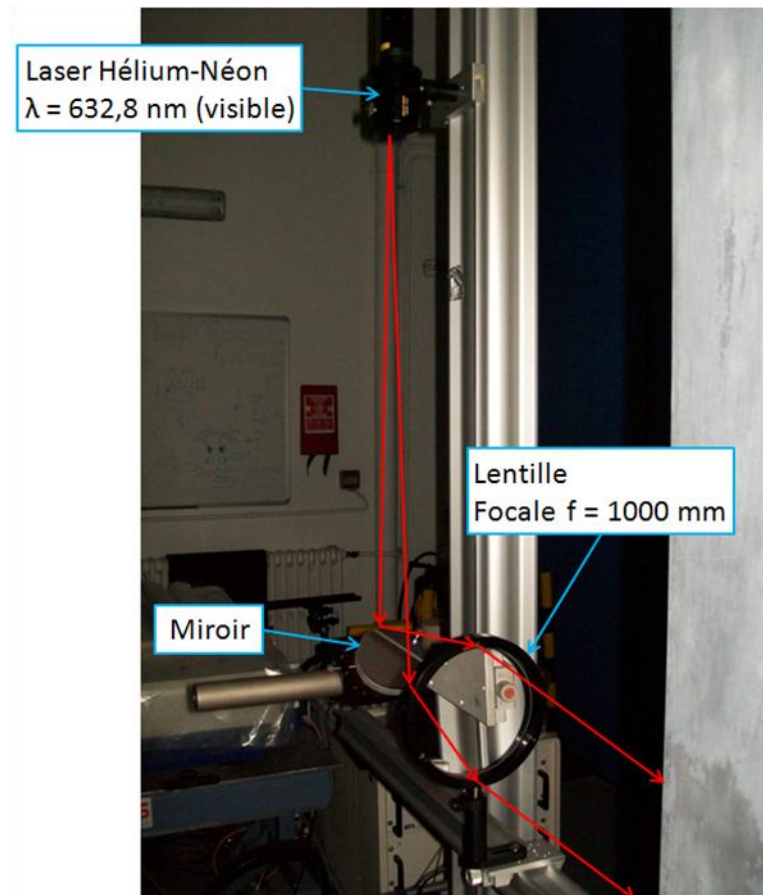


Fig. C.15 : Photo du montage d'ombroscopie.

Annexe D Rattachement d'une Flamme Suspendue

En marge des problématiques de cette thèse, cette annexe discute du phénomène transitoire de rattachement d'une flamme suspendue. La discussion s'appuie sur des observations réalisées au cours de travaux exploratoires sur les transitions entre les différents régimes de combustion, essentiellement via des visualisations obtenues par ombroscopie (Annexe C-5). Les problématiques considérées dans cette thèse concernant davantage les mécanismes de stabilisation des flammes attachées que ceux des flammes suspendues, c'est pourquoi le processus de rattachement n'a pas fait l'objet d'une étude systématique.

Il a cependant été jugé intéressant d'engager cette discussion, dont le traitement complet nécessiterait une étude dédiée, plus poussée que les seules visualisations réalisées ici, qui sont à considérer comme une petite contribution et un élément complémentaire à la compréhension des mécanismes régissant ce phénomène de rattachement.

Il faut d'abord remarquer sur la Fig. III.4 que le nombre de Reynolds du jet Re_{Di} se maintient dans la gamme 2000–3000 pour la limite de rattachement d'une flamme suspendue, et ce quelle que soit la température initiale des réactants. Ceci reste en cohérence avec des valeurs transitionnelles de Re_{Di} obtenues au rattachement à température ambiante (Fig. III.2).

Il est alors logique de se demander dans quelle mesure le processus de rattachement est lié à la transition turbulent-laminaire qui s'opère par décroissance de la vitesse du jet.

D-1. Bouffées turbulentes isothermes

À ce stade, il est important de mentionner les observations réalisées dans cette gamme de valeurs transitionnelles de Re_{Di} , pour lesquelles se produit une alternance entre des « bouffées » turbulentes et un écoulement laminaire, de telle sorte que les deux régimes d'écoulement peuvent se succéder dans le temps. Ceci est illustré sur la fig. D.1, qui présente, pour un écoulement non réactif à $Re_{Di} = 1932$ (sans préchauffage), une séquence chronologique de 10 images obtenues par ombroscopie. Cette technique de visualisation (Annexe C-5) met en évidence les gradients d'indice de réfraction optique, ici entre le jet de méthane et l'écoulement coaxial d'air. Sur ces images, le jet est initialement laminaire, et l'état turbulent apparaît de manière simultanée sur toute la hauteur du jet. Si ce qui est qualifié ici de bouffée turbulente apparaît de manière brusque, sa disparition est au contraire progressive, visiblement par advection avec l'écoulement renouvelé qui sort du tube en régime laminaire.

Au final, pour des conditions aérodynamiques données (vitesse du jet unique dans une gamme transitionnelle), l'un comme l'autre des deux régimes d'écoulement (laminaire ou turbulent) peuvent exister, ainsi que l'illustrent les deux images de gauche de la fig. D.1.

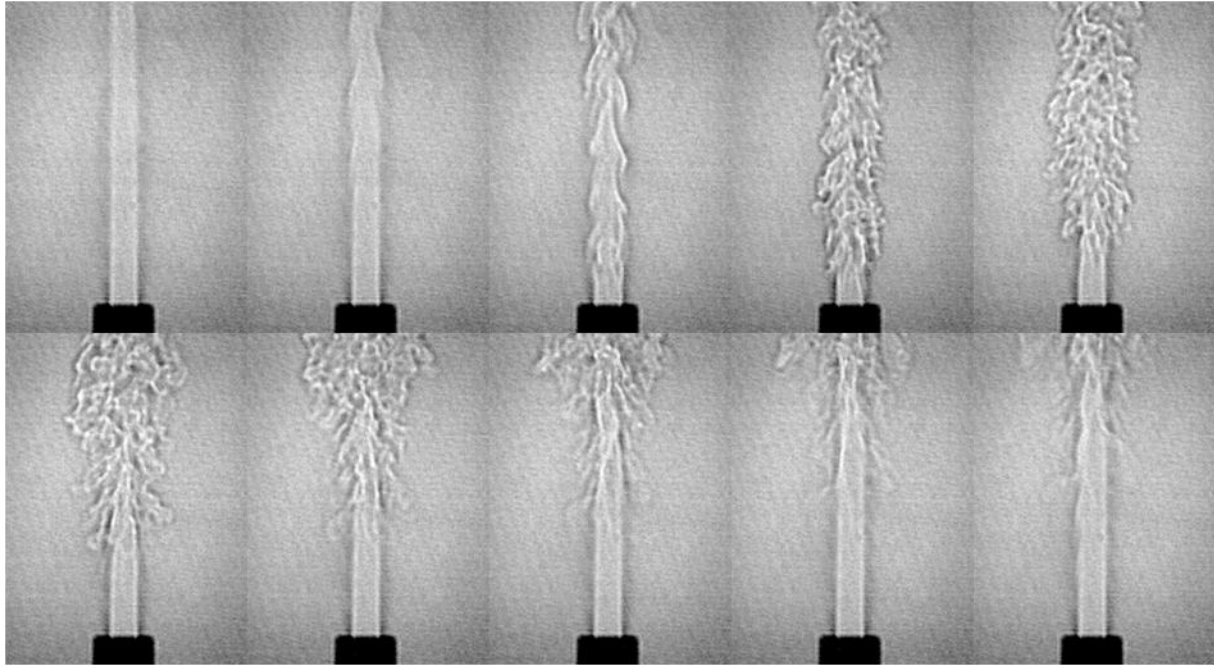


Fig. D.1 : Séquence chronologique de 10 images, écoulement non réactif sans préchauffage.
 $U_{ox} = 0,19 \text{ m.s}^{-1}$, $U_{fuel} = 5,4 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re_{Di} = 1932$).
 Ombroscopie (config. N°2, cf. Annexe C-5) ; durée d'exposition de $1,5 \mu\text{s}$; $\Delta t = 4 \text{ ms}$.

Si ce phénomène de mécanique des fluides est connu, il est essentiellement étudié relativement à la transition laminaire-turbulent de régimes d'écoulement en tube (écoulement interne). Eckhardt et Schneider [53] ont en particulier montré que la transition laminaire-turbulent n'est pas immédiate, ni définitive, tant que l'on reste dans des conditions favorables aux deux régimes d'écoulement, qui co-existent dans une gamme de nombres de Reynolds transitionnels. Cependant, plus la vitesse du jet augmente dans cette gamme transitionnelle, plus la durée entre deux bouffées turbulentes successives est réduite, jusqu'à ce que l'écoulement devienne définitivement turbulent.

Ainsi, pour des bas nombres de Reynolds, un écoulement sera toujours laminaire. L'apparition du caractère turbulent d'un écoulement intervient ensuite au-delà d'une valeur critique du nombre de Reynolds ; classiquement en régime d'écoulement de conduite, des valeurs critiques de l'ordre de 2000–2300 sont généralement retenues. En réalité, l'apparition de bouffées turbulentes, et donc *a fortiori* d'un écoulement turbulent établi, peut être largement retardée par un contrôle minutieux de certains paramètres tels que les conditions d'entrée dans le tube ou encore la rugosité de la paroi [53].

Toutefois, il semble que ce phénomène de bouffées turbulentes ait reçu relativement peu d'attention dans le cas d'un jet débouchant dans un écoulement coaxial, en particulier lorsqu'il s'agit d'un écoulement réactif, et rarement dans le but de comprendre l'impact de ces bouffées sur le processus de rattachement d'une flamme suspendue.

D-2. Bouffées turbulentes en écoulement réactif

Avant d'établir d'éventuels liens entre le rattachement d'une flamme suspendue et la transition turbulent-laminaire, il convient en premier lieu de comparer le phénomène de bouffées turbulentes observé sur la fig. D.1 pour un jet non réactif avec un cas d'écoulement réactif. Nous avons donc cherché à savoir si des bouffées turbulentes se produisaient également en présence d'une flamme, le

plus simple étant pour cela, en régime de flamme attachée, de balayer des conditions aérodynamiques dans la gamme classique de nombres de Reynolds transitionnels.

Des bouffées turbulentes apparaissent effectivement dans certaines conditions entre les régimes laminaire et turbulent, ainsi qu'illustré sur la fig. D.2 dans un cas réactif. L'ombroscopie permet de distinguer deux interfaces entre les gaz chauds et les gaz froids de part et d'autre des produits de combustion, l'une avec le jet de combustible du côté interne, et l'autre du côté externe avec l'écoulement coaxial d'air. La fig. D.1 présente une séquence chronologique de 12 images, au cours de laquelle se retrouve également une différence notable du comportement transitoire des bouffées (apparition brusque mais disparition progressive de l'amont vers l'aval), ici pour une flamme attachée à $Re_{Di} = 2046$ (sans préchauffage). Cette valeur du nombre de Reynolds, pour laquelle il est possible d'observer aisément un jet aussi bien laminaire que turbulent, est légèrement supérieure à celle du cas non réactif de la fig. D.1. Ce léger décalage des conditions aérodynamiques pour lesquelles s'observe ce phénomène intermittent provient d'effets thermiques dus à la présence de la flamme, principalement car la chaleur dégagée a un effet de relaminarisation par augmentation des effets visqueux.

Néanmoins, tel que mentionné précédemment, ces bouffées turbulentes interviennent sur une gamme étendue de nombres de Reynolds, que l'écoulement soit réactif ou non. La « fréquence » d'apparition des bouffées turbulentes (le phénomène n'étant pas périodique, le terme « fréquence » est en réalité inadapté) évolue alors en fonction des conditions aérodynamiques : la probabilité d'occurrence de bouffées turbulentes augmente avec l'accroissement de la vitesse du jet. À l'inverse, en diminuant la vitesse du jet, les bouffées se font de plus en plus espacées temporellement, jusqu'à l'obtention d'un régime laminaire permanent.

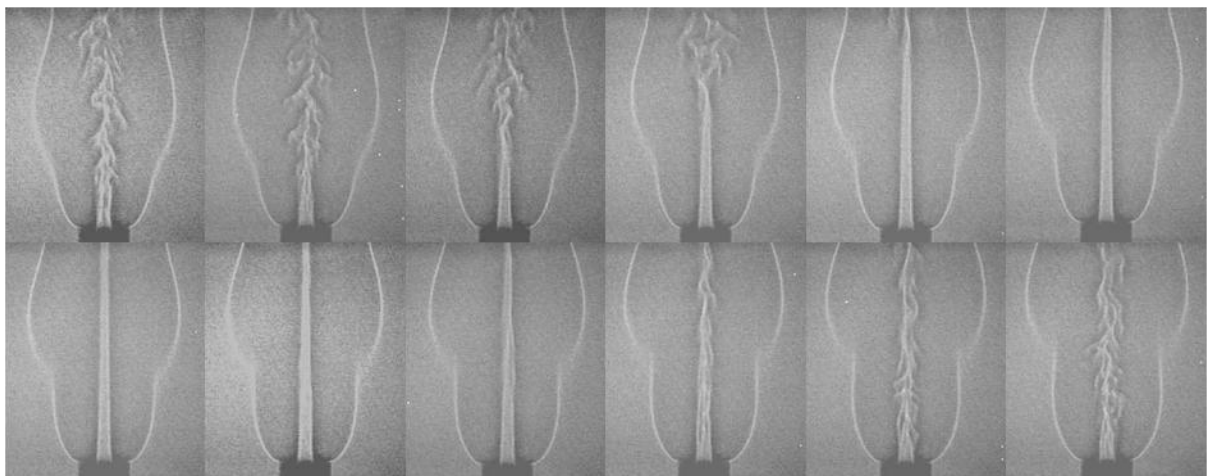


Fig. D.2 : Séquence chronologique de 12 images, écoulement réactif (sans préchauffage).

$U_{ox} = 0,19 \text{ m.s}^{-1}$, $U_{fuel} = 5,7 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re_{Di} = 2046$) ; $T_{ox} = 295 \text{ K}$, $T_{fuel} = 295 \text{ K}$.

Ombroscopie (config. N°2, cf. Annexe C-5) ; durée d'exposition de $1,5 \mu\text{s}$; $\Delta t = 1 \text{ ms}$.

Une autre remarque peut par ailleurs être faite sur la fig. D.2 quant à l'évolution du contour externe d'ombroscopie entre les différentes images de la séquence : indépendamment des bouffées turbulentes, cette évolution provient du phénomène de battement (*flickering*) sous l'action d'effets de flottabilité, et dont la fréquence est de l'ordre de 10 Hz à 20 Hz (e.g., [231]).

Nous avons essayé de comprendre quel rôle ou quelle influence ces bouffées turbulentes, qui se produisent dans une gamme transitionnelle de nombres de Reynolds, peuvent avoir sur le processus de rattachement d'une flamme suspendue.

D-3. Transitions et rattachement d'une flamme-jet

Au cours de leurs travaux précurseurs sur le phénomène d'hystérésis, Scholefield et Garside [192] ont abordé les phénomènes de transitions entre les régimes de combustion d'un point de vue essentiellement aérodynamique. En ce qui concerne le rattachement, ils considèrent qu'une flamme suspendue est nécessairement turbulente, sa stabilisation étant conditionnée par des tourbillons ou structures aux grandes échelles [150], même si nous avons vu (III.4) que d'autres théories existent pour la stabilisation de flammes suspendues [126,141]. Les flammes méthane/air non diluées suspendues apparaissent ici en tout cas turbulentes. La flamme étant suspendue, il n'y a plus de dégagement de chaleur dans la zone située entre le brûleur et la base de la flamme. Par conséquent l'effet de relaminarisation de l'écoulement gazeux dû à l'accroissement des effets visqueux disparaît, par comparaison avec le régime de flamme attachée ; l'écoulement gazeux issu du jet se comporte donc dans cette zone comme un jet non réactif, dont la transition vers la turbulence s'effectue davantage en amont (plus près du brûleur) que dans le cas d'une flamme attachée [192].

Avec la diminution de la vitesse du jet, la flamme suspendue remonte dans l'écoulement et se stabilise plus en amont, la transition vers un jet turbulent intervenant alors plus en aval. Scholefield et Garside postulent que le rattachement de la flamme se produit quand la base de la flamme atteint le point de transition à la turbulence du jet [192]. Gollahalli et al. [72] nuancent ces propos, en précisant que si le phénomène de suspension intervient certes dans des conditions laminares à la base de la flamme, le rattachement est en revanche gouverné par la dynamique de structures organisées, mais pas réellement par le caractère turbulent de l'écoulement au sens conventionnel du terme.

Dans le cadre de notre travail, nous avons adopté une démarche permettant l'observation du processus de rattachement d'une flamme suspendue, qui était la suivante : à partir de conditions aérodynamiques proches de la vitesse critique de rattachement ($U_{\text{fuel},1} > U_{\text{fuel},a}$), une brusque réduction de la vitesse d'injection est appliquée ($U_{\text{fuel},2} < U_{\text{fuel},a}$) afin de conduire au rattachement de la flamme. Cette méthode a été réaliséeⁿⁿ ici entre $U_{\text{fuel},1} = 7,0 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_{\text{Di},1} = 2500$) et $U_{\text{fuel},2} = 6,3 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_{\text{Di},2} = 2273$), permettant d'enregistrer une séquence chronologique du rattachement (fig. D.3). La durée d'exposition y est plus importante que sur les deux précédentes figures (1 ms au lieu de 1,5 μs) ; du fait du mouvement global d'advection avec l'écoulement, les structures n'apparaissent donc pas aussi distinctement, et une zone d'écoulement n'aura ici une apparence laminaire que si elle l'a été pendant une durée supérieure à la durée d'exposition. Sur la quatrième image de la fig. D.3, l'écoulement gazeux entre le brûleur et la flamme est laminaire. La flamme a déjà commencé le processus de rattachement en direction du brûleur, en se déplaçant vers l'amont, comme en témoigne sa base située plus près du brûleur que sur les trois premières images. 40 ms plus tard sur la 5^{ème} image, la flamme a retrouvé un point de stabilisation en régime attaché, avec toujours une alternance d'états laminaires (cf. dernière image de la fig. D.3) et turbulents pour le jet ; cette configuration correspond alors à nouveau à celle de la fig. D.2.

L'intervalle de temps relativement long (40 ms) qui s'écoule entre deux images de la fig. D.3 permet d'attester de la phase laminaire et de son importance. En revanche, il ne permet pas d'observer en détails le phénomène transitoire de rattachement.

De manière complémentaire, la même démarche a donc été entreprise avec l'enregistrement du rattachement d'une flamme suspendue suite à une diminution de la vitesse du jet, similairement à la

ⁿⁿ Il s'agit ici des consignes appliquées, sans toutefois de suivi temporel du débit effectif qui aurait permis d'associer aux images enregistrées la vitesse instantanée du jet.

fig. D.3, mais cette fois-ci avec un temps d'exposition bien plus court permettant une meilleure résolution temporelle. La séquence chronologique correspondante, d'une durée totale de 20 ms environ, est présentée sur la fig. D.4.

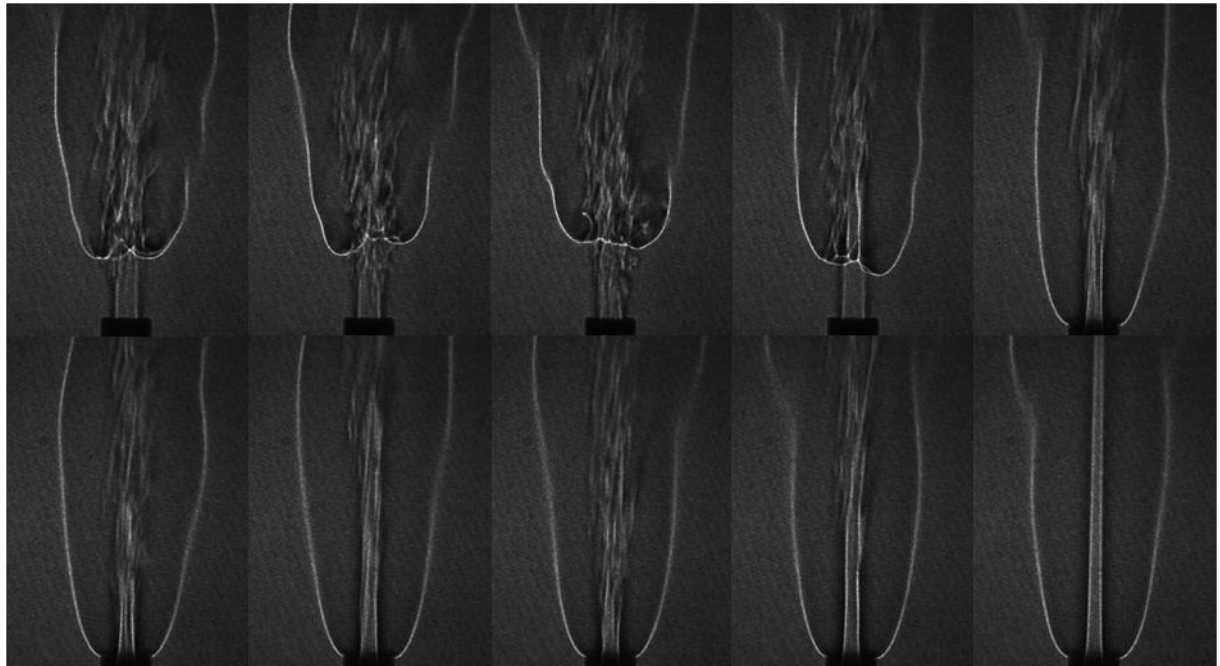


Fig. D.3 : Séquence chronologique du rattachement de la flamme après réduction de la vitesse du jet de $U_{\text{fuel},1} = 7,0 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_{\text{Di},1} = 2500$) à $U_{\text{fuel},2} = 6,3 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_{\text{Di},2} = 2273$). $U_{\text{ox}} = 0,20 \text{ m.s}^{-1}$ (sans préchauffage). Ombroscopie (config. N°1, cf. Annexe C-5) ; durée d'exposition de 1 ms ; $\Delta t = 40 \text{ ms}$ (sauf entre les deux dernières images pour lesquelles $\Delta t = 440 \text{ ms}$).

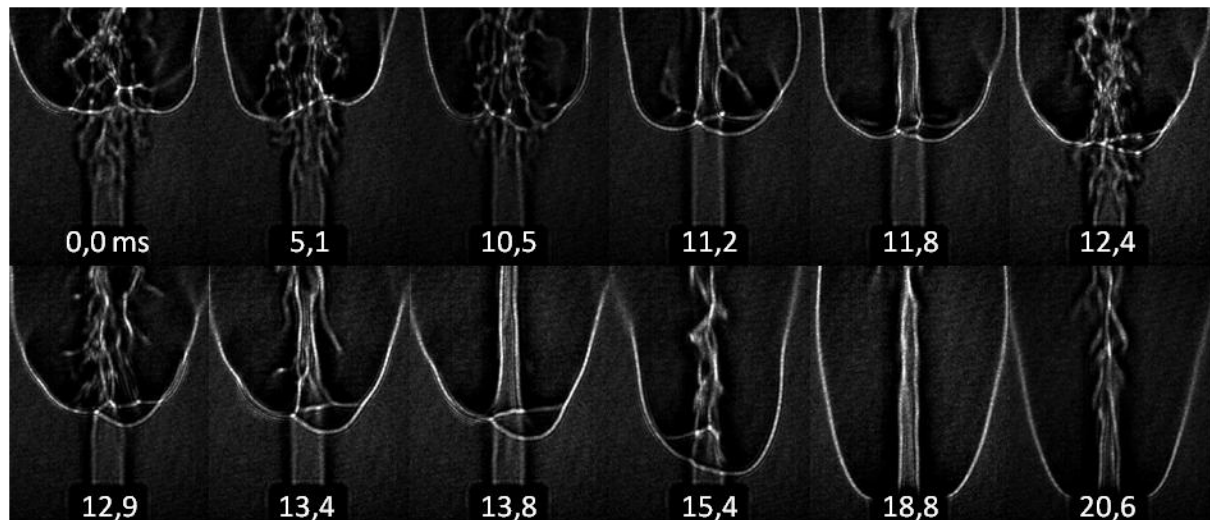


Fig. D.4 : Séquence chronologique du rattachement de la flamme après réduction de la vitesse du jet de manière similaire à la fig. D.3.

Ombroscopie (config. N°2, cf. Annexe C-5) ; durée d'exposition de 1,5 μs ; les temps indiqués sur chaque image sont comptés en millisecondes à partir de la 1^{ère} image.

Le caractère turbulent de la partie non réactive du jet en amont de la flamme suspendue y est aisément observé sur les images à 0,0 ms et 5,1 ms (les temps sont ici comptés à partir de la 1^{ère} image). Plusieurs bouffées turbulentes assez longues, et/ou temporairement proches, se succèdent jusqu'à une laminarisation du jet observée à 10,5 ms. À 11,2 ms, l'écoulement gazeux est laminaire dans toute la zone située entre la base de la flamme et le brûleur, suite à quoi la flamme apparaît

stabilisée plus proche du brûleur (11,8 ms). Une bouffée turbulente est visible à 12,4 ms, mais ne dure pas ; à 12,9 ms, l'écoulement est à nouveau laminaire et la flamme continue sa progression vers l'amont, remontant l'écoulement vers le brûleur de manière définitive.

Au total, la durée nécessaire à la flamme pour passer d'une position stabilisée en aval dans l'écoulement (flamme suspendue) à une position stabilisée à proximité de la lèvre du brûleur (flamme attachée) est d'environ 10 ms. La distance parcourue par le bout de flamme entre ces deux positions de stabilisation est de l'ordre de 20 mm, ce qui correspond à une vitesse proche de 2 m.s^{-1} . Sans même prendre en compte la vitesse locale d'écoulement entre ces deux positions de stabilisation, cette valeur de vitesse est largement supérieure à celle d'une flamme prémélangée méthane/air laminaire à la stœchiométrie.

Si les visualisations réalisées ne suffisent pas pour apporter de réponses définitives, elles permettent néanmoins d'engager la discussion. La première question qui se pose, faisant directement suite aux observations effectuées, consiste à déterminer si le rattachement d'une flamme suspendue est lié aux bouffées turbulentes, ou plutôt, à l'absence de tels phénomènes transitoires. Il semble en effet, dans les différents cas de rattachement enregistrés, qu'une relaminarisation du jet se produit systématiquement au cours du rattachement. Il est donc naturel de se demander s'il s'agit d'une simple coïncidence due au caractère aléatoire des bouffées turbulentes qui interviennent dans cette gamme transitionnelle au cours du changement de régime turbulent-laminaire, ou bien si ce sont les temps caractéristiques de ces étapes de relaminarisation prolongées qui jouent un rôle dans le processus de rattachement pour permettre à la flamme de retrouver un état stabilisé à proximité du brûleur.

En parallèle, se pose la question du mécanisme physique impliqué dans le rattachement de la flamme. En effet, la vitesse apparente de propagation de la flamme est de loin supérieure ($\times 5$) à celle d'une flamme laminaire prémélangée à la stœchiométrie. S'il est reconnu que la vitesse de propagation turbulente est plus élevée que la vitesse de propagation laminaire, l'une comme l'autre dépendent notamment des conditions locales de richesse. Rappelons que ces expériences ont été menées de manière transitoire, c'est-à-dire avec une perturbation (sous forme de créneau) des conditions aérodynamiques. Dans son état initial, la flamme est stabilisée sur la base d'un équilibre entre sa propre vitesse de propagation (prémélange partiel) et celle de l'écoulement à la périphérie du jet, dans une zone de mélange inflammable. À partir de cet état initial, tant le changement des conditions aérodynamiques globales que l'intermittence des bouffées turbulentes modifient alors les écoulements ainsi que les conditions de mélange en amont de la flamme. Les interrogations concernant le rôle joué par ces différents phénomènes physiques et leur importance relative dans le processus de rattachement d'une flamme suspendue ne pourront, dans le cadre cette thèse, être explorées plus avant.

En outre, la réponse à ces questions devra nécessairement aborder la problématique du couplage entre le caractère turbulent du jet et celui de la flamme. En effet, des bouffées turbulentes comme celles observées pour le jet peuvent apparaître sur l'ensemble de la flamme. Les images d'ombroscopie considérées jusqu'ici permettent de visualiser l'enveloppe des gaz chauds, mais pas la zone de réaction. En pratique pour une flamme attachée dans la gamme transitionnelle de nombre de Reynolds, hormis la partie de la flamme en amont du point de rupture qui est toujours exempte de plissements [95,131], le reste de la flamme en aval du point de rupture peut parfois présenter des topologies distinctes d'apparence laminaire ou turbulente, ainsi qu'illustré ici grâce à des images chimiluminescence CH^* (fig. D.5) pour $\text{Re}_{\text{Di}} = 2301$.

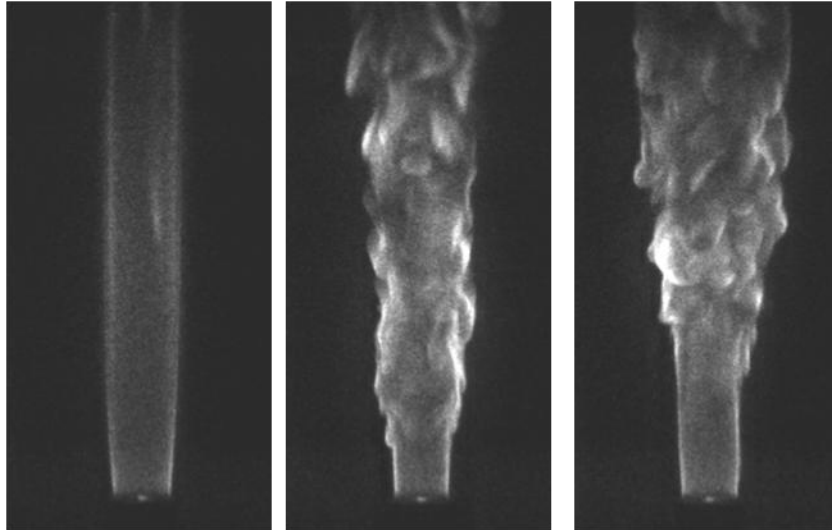


Fig. D.5 : Différentes topologies de flamme pour des mêmes conditions aérodynamiques $Re_{Di} = 2301$
 $(U_{fuel} = 50,0 \text{ m.s}^{-1} ; U_{ox} = 1,66 \text{ m.s}^{-1} ; T_{ox} = 1005 \text{ K}, T_{fuel} = 944 \text{ K})$.
 Chimiluminescence CH^* ; durée d'exposition : 0,25 ms ; $\Delta t = 0,5 \text{ ms}$.

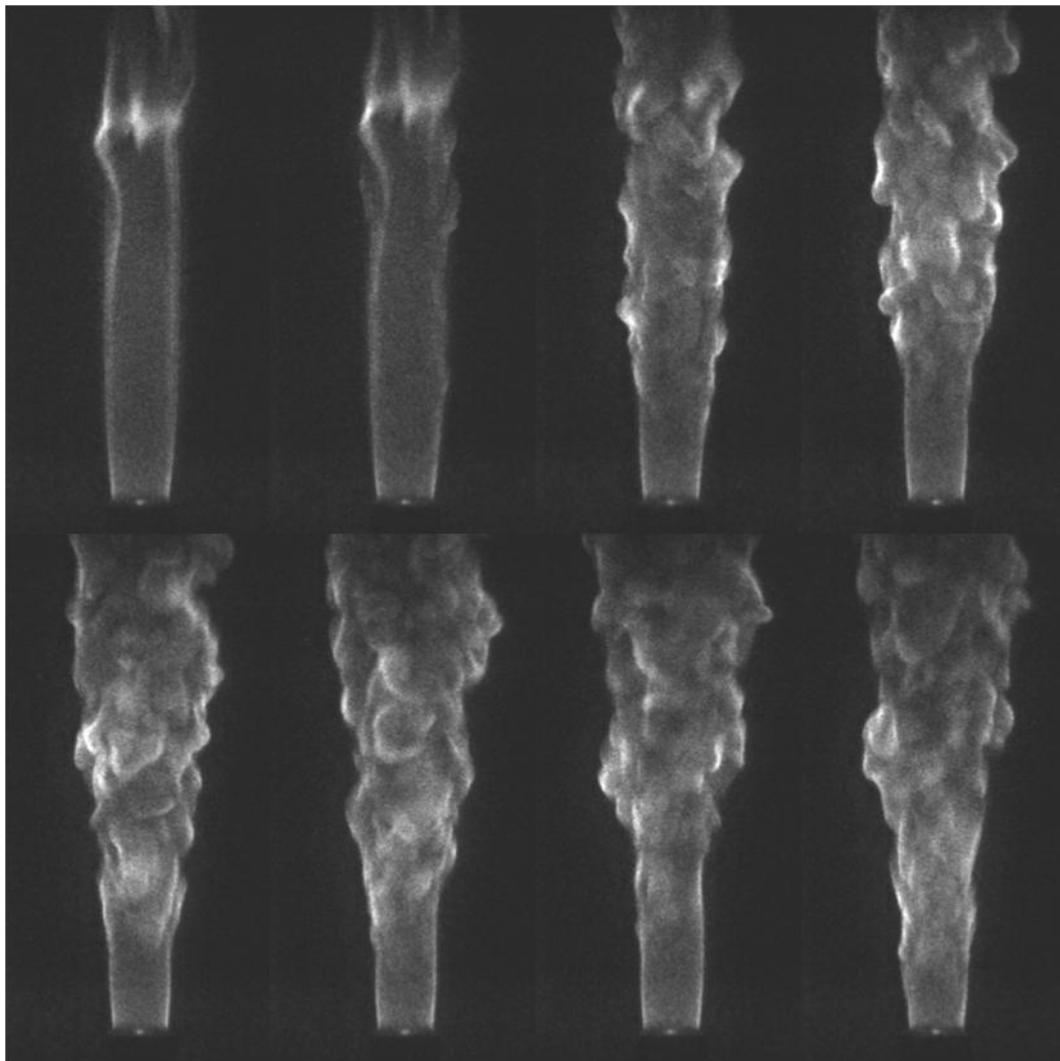


Fig. D.6 : Séquence chronologique de 8 images. Bouffée turbulente à l'échelle de la flamme pour
 $Re_{Di} = 2301 (U_{fuel} = 50,0 \text{ m.s}^{-1} ; U_{ox} = 1,66 \text{ m.s}^{-1} ; T_{ox} = 1005 \text{ K}, T_{fuel} = 944 \text{ K})$.
 Chimiluminescence CH^* ; durée d'exposition : 0,25 ms ; $\Delta t = 0,5 \text{ ms}$.

Dans les mêmes conditions, la fig. D.6 présente une séquence chronologique montrant l'apparition d'une bouffée turbulente. De la même manière qu'à température ambiante, les bouffées turbulentes apparaissent brusquement (cf. entre la 2^{nde} et la 3^{ème} images), mais leur disparition se fait progressivement, de l'amont vers l'aval.

Dans une gamme de Re_{Di} transitionnels, les bouffées turbulentes du jet peuvent donc affecter l'ensemble de la flamme ainsi qu'il a été vu dans le cas attaché. Pour une flamme suspendue, il s'agit alors de savoir si le rattachement, qui intervient dans la même gamme de Re_{Di} transitionnels, peut être en partie conditionné par l'intervalle de temps entre deux bouffées turbulentes successives.

Ainsi, cette annexe ouvre de nouvelles questions concernant le rattachement d'une flamme suspendue, qui n'ont pas pu être intégralement traitées dans le cadre de cette thèse, mais qu'il a néanmoins été jugé intéressant de soulever ici.

Annexe E Publications issues des présents travaux

E-1. Article se rapportant au Chapitre II

S. Lamige, K.M. Lyons, C. Galizzi, F. André, M. Kühni, D. Escudié. Burner lip temperature and stabilization of a non-premixed jet flame. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Volume 56, July 2014, Pages 45–52

E-2. Article se rapportant au Chapitre III

Sylvain Lamige, Jiesheng Min, Cédric Galizzi, Frédéric André, Françoise Baillot, Dany Escudié, Kevin M. Lyons, On preheating and dilution effects in non-premixed jet flame stabilization. *Combustion and Flame*, Volume 160, Issue 6, June 2013, Pages 1102–1111

Références

Abréviations des principaux journaux

<i>Combust. Sci. Technol.</i>	<i>Combustion Science and Technology</i>
<i>Combust. Flame</i>	<i>Combustion and Flame</i>
<i>Proc. Combust. Inst.</i>	<i>Proceedings of the Combustion Institute</i> (à partir de 2000) <i>Symposium (International) on Combustion</i> (entre 1953 et 1998) <i>Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena</i> (1948)
<i>Prog. Energy Combust. Sci.</i>	<i>Progress in Energy and Combustion Science</i>

Double référencement (partiel, non exhaustif, probablement subjectif mais potentiellement utile)

- ☼ Ouvrage général sur la combustion
- ♦ Mécanique des fluides : jets (coaxiaux), turbulence, couches de mélange...
- ♥ Propriétés réactives : vitesse de propagation, limites d'inflammabilité
- £ Flammes de jets non-prémélangées essentiellement attachées, hystérésis
- ♪ Flammes suspendues
- ♣ Zone de stabilisation en flamme attachée
- ♠ Interaction flamme/paroi, coincement thermique et/ou chimique, adsorption
- ⊙ Influence de la température initiale des réactants, préchauffage, recirculation de chaleur
- Ψ Dilution
- ☒ Extinctions locales
- ‡ Taux d'étirement critique à l'extinction
- ♫ Diagnostics optiques : LIF, chimiluminescence, ombroscopie, PIV, ...
- † Mesure de température par thermocouples

Un symbole doublé souligne un intérêt particulier de par le caractère historique, complet, pertinent ou pédagogique de la référence.

- [1] A.K. Agarwal, "Biofuels (alcohols and biodiesel) applications as fuels for internal combustion engines", *Prog. Energy Combust. Sci.* **33**: 233–271 (2007).
- [2] Agence Internationale de l'Énergie (AIE), *World Energy Outlook 2012. Résumé*, OECD/IAE (2012).
- [3] ♠⊙ P. Aghalayam et D.G. Vlachos, "Roles of thermal and radical quenching in emissions of wall-stabilized hydrogen flames", *AIChE Journal* **44**: 2025–2034 (1998).
- [4] L'Air Liquide, *Encyclopédie des Gaz*, Elsevier (1976).
- [5] £ M. Akbarzadeh et M. Birouk, "Liftoff of a co-flowing non-premixed turbulent methane flame: effect of the geometrical parameters of a circular nozzle", *Combust. Sci. Technol.* **185**: 1441–1463 (2013).
- [6] Ψ K. Al-Qurashi, A.D. Lueking, A.L. Boehman, "The deconvolution of the thermal, dilution, and chemical effects of exhaust gas recirculation (EGR) on the reactivity of engine and flame soot", *Combust. Flame* **158**: 1696–1704 (2011).

- [7] aluMATTER, “Physical and Elastic Properties: Alloy 2017A” *in* *aluSELECT*, en ligne (consultation : juillet 2012), http://aluminium.matter.org.uk/aluselect/03_physical_browse.asp
- [8] ♠ J. Andrae, P. Björnbom, L. Edsberg, “Numerical studies of wall effects with laminar methane flames”, *Combust. Flame*, **128**: 165–180 (2002).
- [9] Association négaWatt, *Scénario négaWatt 2011*. Dossier de synthèse, Mise à jour juillet 2013. Accessible en ligne (consultation : juillet 2014), http://www.negawatt.org/telechargement/SnW11/Scenario-negaWatt-2011_Dossier-de-synthese.pdf
- [10] ♠ B. Bai, Z. Chen, H. Zhang, S. Chen, “Flame propagation in a tube with wall quenching of radicals”, *Combust. Flame* **160**: 2810–2819 (2013).
- [11] J.-L. Barbier, Service Général d’Approvisionnement de l’Établissement, INSA-Lyon, France. Données fournisseurs, communication personnelle (septembre 2012).
- [12] ☐ R.S. Barlow et J.H. Frank, “Effects of turbulence on species mass fractions in methane/air jet flames”, *Proc. Combust. Inst.* **27**: 1087–1095 (1998).
- [13] ☐ R.S. Barlow, J.H. Frank, A.N. Karpetis, J.-Y. Chen, “Piloted methane/air jet flames: Transport effects and aspects of scalar structure”, *Combust. Flame* **143**: 433–449 (2005).
- [14] ⚡ J. Barr, “Diffusion flames”, *Proc. Combust. Inst.* **4**: 765–771 (1953).
- [15] ⚡ J. Barr, “Length of cylindrical laminar diffusion flames”, *Fuel* **33**: 51–59 (1954).
- [16] ☐ E. Baudoin, X.S. Bai, B. Yan, C. Liu, R. Yu, A. Lantz, S.M. Hosseini, B. Li, A. Elbaz, M. Sami, Z.S. Li, R. Collin, G. Chen, L. Fuchs, M. Aldén, M.S. Mansour, “Effect of partial premixing on stabilization and local extinction of turbulent methane/air flames”, *Flow Turbulence and Combustion* **90**: 269–284 (2013).
- [17] ♠ M. Bellenoue, T. Kageyama, S.A. Labuda, J. Sotton, “Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel”, *Experimental Thermal and Fluid Science* **27**: 323–331 (2003).
- [18] ⚡ V. Bergmann, W. Meier, D. Wolff, W. Stricker, “Application of spontaneous Raman and Raleigh scattering and 2D LIF for the characterization of a turbulent CH₄/H₂/N₂ jet diffusion flame”, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **66**: 489–502 (1998).
- [19] ♥ D. Bjerketvedt, J.R. Bakke, K. van Wingerden, “Gas explosion handbook”, *Journal of Hazardous Material* **52**: 1–150 (1997).
- [20] † G. Bonnier et E. Devin, “Couples thermoélectriques. Caractéristiques et mesure de température”, *Techniques de l’Ingénieur* **R2590** (1997).
- [21] ☼ R. Borghi et M. Destriau, *La Combustion et les Flammes*, Éditions Technip, Paris, 1995. ISBN 978-2-7108-0684-4
- [22] ♥ S. Bougrine, S. Richard, A. Nicolle, D. Veynante, “Numerical study of laminar flame properties of diluted methane-hydrogen-air flames at high pressure and temperature using detailed chemistry”, *International Journal of Hydrogen Energy* **36**: 12035–12047 (2011).
- [23] G.G. Brown, “Introduction”, *Industrial and Engineering Chemistry* **20**: 998–998 (1928).
- [24] ☐ J. Buckmaster et T.L. Jackson, “Holes in flames, flame isolas, and flame edges”, *Proc. Combust. Inst.* **28**: 1957–1964 (2000).
- [25] J. Buckmaster, “Edge-flames”, *Prog. Energy Combust. Sci.* **28**: 435–475 (2002).
- [26] ⚡ S. Burke et T. Schumann, “Diffusion flames”, *Industrial and Engineering Chemistry* **20**: 998–1005 (1928).
- [27] ‡ G.F. Carrier, F.E. Fendell, F.E. Marble, “The effect of strain rate on diffusion flames”, *SIAM Journal on Applied Mathematics* **28**: 463–500 (1975).

- [28] A.E. Carte, "Thermal constants of pyrophyllite and their change on heating", *British Journal of Applied Physics* **6**: 326–328 (1955).
- [29] ♣ A. Cavaliere et M. de Joannon, "Mild Combustion", *Prog. Energy Combust. Sci.* **30**: 329–366 (2004).
- [30] CE, "Directive 2008/50/CE du parlement européen et du conseil du 21 mai 2008 concernant la qualité de l'air ambiant et un air pur pour l'Europe", *Journal Officiel de l'Union Européenne* **L 152**: 1–44 (2008).
- [31] Ceramic Substrates & Components Ltd, *Pyrophyllite Data*, en ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.ceramic-substrates.co.uk/machinable-ceramics/pyrophyllite/pyrophyllite-data>
- [32] ♪ A. Cessou, U. Meier, D. Stepowski, "Applications of planar laser induced fluorescence in turbulent reacting flows", *Measurement Science and Technology* **11**: 887–901 (2000).
- [33] ♪ A. Cessou, C. Maurey, D. Stepowski, "Parametric and statistical investigation of the behavior of a lifted flame over a turbulent free-jet structure", *Combust. Flame* **137**: 458–477 (2004).
- [34] ♪ M.S. Cha et S.H. Chung, "Characteristics of lifted flames in nonpremixed turbulent confined jets", *Proc. Combust. Inst.* **26**: 121–128 (1996).
- [35] Charte de l'environnement, "Loi constitutionnelle n° 2005-205 du 1^{er} mars 2005 relative à la Charte de l'environnement", version consolidée au 2 mars 2005 (NOR:JUSX0300069L), *Journal Officiel de la République Française* n° 0051 du 2 mars 2005, p. 3697.
- [36] £ J.Y. Chen et R.W. Dibble, "Application of reduced chemical mechanics for prediction of turbulent nonpremixed methane jet flames" *in* *Lecture Notes in Physics* **384**, *Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane*, M.D. Smooke (éd.), Springer Berlin Heidelberg, 1991, 193–226. ISBN 978-3-540- 47496-8
- [37] ‡ R. Chen et R.L. Axelbaum, "Scalar dissipation rate at extinction and the effects of oxygen-enriched combustion", *Combust. Flame* **142**: 62–71 (2005).
- [38] £ R.H. Chen et J.F. Driscoll, "Nitric oxide levels of jet diffusion flames: effects of coaxial air and other mixing parameters", *Proc. Combust. Inst.* **23**: 281–288 (1990).
- [39] ♣ B.C. Choi et S.H. Chung, "An experimental study on turbulent lifted flames of methane in coflow jets at elevated temperatures", *Fuel* **103**: 956–962 (2013).
- [40] ♪ S.H. Chung et B.J. Lee, "On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet", *Combust. Flame* **86**: 62–72 (1991).
- [41] ♪ S.H. Chung, "Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames", *Proc. Combust. Inst.* **31**: 877–892 (2007).
- [42] CICLA, "Les propriétés du cuivre et de ses alliages", Centre d'Information du Cuivre, Laitons et Alliages, en ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.copperalliance.fr/>
- [43] ££♪ C.M. Coats et H. Zhao, "Transition and stability of turbulent jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **22**: 685–692 (1988).
- [44] Constitution française, "Constitution du 4 octobre 1958", *Journal Officiel de la République Française* n°0238 du 5 octobre 1958, p. 9151.
- [45] Corning Inc., *Macor®*, en ligne (consultation : juillet 2013), <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/Macor.pdf>
- [46] ♣ B.B. Dally, E. Riesmeier, N. Peters, "Effect of fuel mixture on moderate and intense low oxygen dilution combustion", *Combust. Flame* **134**: 418–431 (2004).
- [47] *Déclaration des Droits de l'Homme et du Citoyen* de 1789.
- [48] ♪ D. Demare, "Stabilisation d'une flamme suspendue non-prémélangée. Influence d'un champ acoustique", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 2003.

- [49] A. Demirbas, “Progress and recent trends in biofuels”, *Prog. Energy Combust. Sci.* **33**: 1–18 (2007).
- [50] 🌞🎵 G. de Soete, *Aspects fondamentaux de la combustion en phase gazeuse*, Société des Éditions Technip (1976). ISBN 2.7108-0316-X
- [51] 🎵🔥 S. Donnerhack et N. Peters, “Stabilization heights in lifted methane-air jet diffusion flames diluted with nitrogen”, *Combust. Sci. Technol.* **41**: 101–108 (1984).
- [52] 🎵 M. Dyer et D. Crosley, “Fluorescence Imaging for Flame Chemistry”, *International Conference on Lasers '84*, M. Lean, Ed., STS Press, 1985, p. 211.
- [53] ♦ B. Eckhardt et T. Schneider, “How does flow in a pipe become turbulent?”, *The European Physical Journal B* **64**: 457–462 (2008).
- [54] ♠️ F.N. Egolfopoulos, H. Zhang, Z. Zhang, “Wall effects on the propagation and extinction of steady, strained, laminar premixed flames”, *Combust. Flame* **109**: 237–252 (1997).
- [55] ♥🔥 M. Elia, M. Ulinski, M. Metghalchi, “Laminar burning velocity of methane–air–diluent mixtures”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* **123**: 190–196 (2001).
- [56] ELIT, Données fournisseurs, accessible en ligne (consultation : février 2013), http://www.sa-elit.net/upload/stumatite_four_2009.pdf
- [57] † H. El Khatib et R. Javelas, “Modèle correctif de la mesure de la température d'un gaz par couple thermoélectrique. Application à une zone à fort gradient thermique”, *Revue Générale de Thermique* **35**: 571–579 (1996).
- [58] D. Escudié, “Contribution à l'étude de la combustion turbulente, interaction flamme laminaire-allée de Kármán”, Thèse de Doctorat d'État, Université Claude Bernard Lyon 1, 1990.
- [59] EuroInox, “Data Sheets for Grade 310S, Physical properties”, en ligne (consultation : juillet 2014), http://www.euro-inox.org/technical_tables/index.php
- [60] ♠️ Y. Fan, Y. Suzuki, N. Kasagi, “Experimental study of micro-scale premixed flame in quartz channels”, *Proc. Combust. Inst.* **32**: 3083–3090 (2009).
- [61] ♠️ E. Fernández, V. Kurdyumov, A. Liñán, “Diffusion flame attachment and lift-off in the near wake of a fuel injector”, *Proc. Combust. Inst.* **28**: 2125–2131 (2000).
- [62] ♠️ A.C. Fernandez-Pello, “Micropower generation using combustion: Issues and approaches”, *Proc. Combust. Inst.* **29**: 883–899 (2002).
- [63] 🌞♠️ K. Fujiwara, Y. Nakamura, T. Hirasawa, “Development of “tiny” droplet flame simulator: “super-stabilized” micro-jet flame in a hot air”, *Journal of Thermal Science and Technology* **6**: 235–246 (2011).
- [64] 🌞♠️ K. Fujiwara et Y. Nakamura, “Experimental study on the unique stability mechanism via miniaturization of jet diffusion flames (microflame) by utilizing preheated air system”, *Combust. Flame* **160**: 1313–1380 (2013).
- [65] C. Gailledreau, “Débitmètres massiques”, *Techniques de l'Ingénieur* **R2300** (1996).
- [66] C. Galizzi, “Étude expérimentale du développement d'une flamme oblique prémélangée dans un écoulement stratifié”, Thèse de Doctorat, École Central de Lyon, 2003.
- [67] ♥🔥 B. Galmiche, F. Halter, F. Foucher, P. Dagaut, “Effects of dilution on laminar burning velocity of premixed methane/air flames”, *Energy & Fuels* **25**: 948–954 (2011).
- [68] Gas in Focus, Observatoire du Gaz, “Composition du gaz naturel consommé en Europe”, en ligne (consultation : juillet 2014), <http://www.gasinfocus.com/downloads/>
- [69] 🌞 A. Gaydon et H.G. Wolfhard, *Flames, their structure, radiation and temperature*, 3^{ème} éd., Chapman and Hall, 1970.

- [70] P.-A. Glaude, Laboratoire Réactions et Génie des Procédés (LRGP), UPR 3349 CNRS, ENSIC-INPL, France. Communication personnelle (novembre 2010).
- [71] £ P. Gillon, M. Chahine, B. Sarh, "Laminar diffusion flames of methane in a co-annular jet of oxygen-enriched air", *Journal of Energy and Power Engineering* **7**: 32–40 (2013).
- [72] £££ S. Gollahalli, Ö. Savas, R. Huang, J.R. Azara, "Structure of attached and lifted gas jet flames in hysteresis region", *Proc. Combust. Inst.* **21**: 1463–1471 (1988).
- [73] Goodfellow, "Acier Inoxydable – AISI 310 (Fe/Cr25/Ni20), Informations matériau", en ligne (consultation : juillet 2014), <http://www.goodfellow.com/F/Acier-inoxydable-AISI-310.html>
- [74] D. Goodwin, *Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes*, Version 1.8.0, Caltech, Pasadena. Accessible en ligne (consultation : janvier 2011), <http://code.google.com/p/cantera> (2009).
- [75] £££ R.L. Gordon, A.R. Masri, E. Mastorakos, "Simultaneous Rayleigh temperature, OH- and CH₂O-LIF imaging of methane jets in a vitiated coflow", *Combust. Flame* **155**: 181–195 (2008).
- [76] ♥£ X.J. Gu, M.Z. Haq, M. Lawes, R. Woolley, "Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures", *Combust. Flame* **121**: 41–58 (2000).
- [77] ££ Ö.L. Gülder, K.A. Thomson, D.R. Snelling, "Effect of fuel nozzle material properties on soot formation and temperature field in coflow laminar diffusion flames", *Combust. Flame* **144**: 426–433 (2006).
- [78] £££ R. Günther, K. Horch, B. Lenze, "Stabilization mechanism of free jet diffusion flames", *Colloque International Berthelot – Vieille – Mallard – Le Chatelier, First Specialists Meeting (International) of the Combustion Institute*, Université de Bordeaux I, France, 20–24 juillet, 1981, 117–122.
- [79] ¥££ H. Guo, J. Min, C. Galizzi, D. Escudié, F. Baillot, "A numerical study on the effects of CO₂/N₂/Ar addition to air on liftoff of a laminar CH₄/air diffusion flame", *Combust. Sci. Technol.* **182**: 1549–1563 (2010).
- [80] ££ A.K. Gupta, "Flame characteristics with high temperature air combustion", *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, Reno, États-Unis, 2000, Paper AIAA 2000-593.
- [81] Güzel Metal, "CuZn39Pb3 – Physical properties", en ligne (consultation : juillet 2012), http://www.guzelmetal.com/EN/ici_bos_CuZn39Pb3.asp
- [82] £♦♦ D. Han et M.G. Mungal, "Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets", *Combust. Flame* **124**: 370–386 (2001).
- [83] £ D. Han et M.G. Mungal, "Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow", *Combust. Flame* **132**: 565–590 (2003).
- [84] ♥¥ P. Han, M.D. Checkel, B.A. Fleck, N.L. Nowicki, "Burning velocity of methane/diluent mixture with reformer gas addition" *Fuel* **86**: 585–596 (2007).
- [85] ☼ V.I. Hanby, "Equilibrium composition of flames", *in Combustion and Pollution Control in Heating Systems*, Springer-Verlag, 1994, 48–60.
- [86] W.R. Hawthorne, D.S. Weddell, H.C. Hottel, "Mixing and combustion in turbulent gas jets", *Proc. Combust. Inst.* **3**: 266–288 (1948).
- [87] W.M. Haynes (éd.), "Thermophysical properties of stainless steel 310" *in CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 93^{ème} éd., CRC Press (2012) 12.208. En ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.hbcpnetbase.com>
- [88] W.M. Haynes (éd.), "Thermal conductivity of metals and semiconductors as a function of temperature" *in CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 93^{ème} éd., CRC Press (2012) 12.209–12.210. En ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.hbcpnetbase.com>

- [89] † M.V. Heitor et A.L.N. Moreira, "Probe measurements of scalar properties in reacting flows" *in Combustion Flow Diagnostics*, D.F.G. Durão, M.V. Heitor, J.H. Whitelaw, P.O. Witze (éds.), Kluwer Academic Publishers, 1992, 79–136. ISBN 0-7923-1521-9
- [90] Hereaus, données constructeur, en ligne (consultation : juillet 2013), http://heraeus-quarzglas.com/media/webmedia_local/downloads/broschren_mo/dataandproperties_optics_fusedsilica.pdf
- [91] ♥ R. Hermanns, A. Konnov, R. Bastiaans, L. de Goey, K. Lucka, H. Köhne, "Effects of temperature and composition on the laminar burning velocity of $\text{CH}_4 + \text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2$ flames", *Fuel* **89**: 114–121 (2010).
- [92] ☞ J.C. Hewson, "An extinction criterion for nonpremixed flames subject to brief periods of high dissipation rates", *Combust. Flame* **160**: 887–897 (2013).
- [93] ♣ F.J. Higuera et A. Liñán, "Flow-field of a diffusion flame attached to a thick-walled injector between two coflowing reactant streams", *Journal of Fluid Mechanics* **329**: 389–411 (1996).
- [94] ♪ A. Hossain et Y. Nakamura, "A numerical study on the ability to predict the heat release rate using CH^* chemiluminescence in non-sooting counterflow diffusion flames", *Combust. Flame* **161**: 162–172 (2014).
- [95] ☞ H. Hottel et W. Hawthorne, "Diffusion in laminar flame jets", *Proc. Combust. Inst.* **3**: 254–266 (1948).
- [96] ☞ J. Hult, U. Meier, W. Meier, A. Harvey, C.F. Kaminski, "Experimental analysis of local flame extinction in a turbulent jet diffusion flame by high repetition 2-D laser techniques and multi-scalar measurements", *Proc. Combust. Inst.* **30**: 701–709 (2005).
- [97] ♥ J.E. Hustad et O.K. Sønju, "Experimental studies of lower flammability limits of gases and mixtures of gases at elevated temperatures", *Combust. Flame* **71**: 283–294 (1988).
- [98] ☞ M. Ihme et H. Pitsch, "Prediction of extinction and reignition in nonpremixed turbulent flames using a flamelet/progress variable model. 2. Application in LES of Sandia flames D and E", *Combust. Flame* **155**: 90–107 (2008).
- [99] ♣ Y. Ikeda et J.L. Beduneau, "Attachment structure of a non-premixed laminar methane flame", *Proc. Combust. Inst.* **30**: 391–398 (2005).
- [100] IPCC, "Summary for Policymakers", *in: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex et P.M. Midgley (éds.), Cambridge University Press, Cambridge, Royaume-Uni et New York, NY, USA (2013). Accessible en ligne (consultation : juillet 2014), http://www.climatechange2013.org/images/report/WG1AR5_SPM_FINAL.pdf
- [101] ☞ T. Ishiguro, S. Tsuge, T. Furuhashi, K. Kitagawa, N. Arai, T. Hasegawa, R. Tanaka, A.K. Gupta, "Homogenization and stabilization during combustion of hydrocarbons with preheated air", *Proc. Combust. Inst.* **27**: 3205–3213 (1998).
- [102] ♠ C.O. Iyogun et M. Birouk, "Effect of fuel nozzle geometry on the stability of a turbulent jet methane flame", *Combust. Sci. Technol.* **180**: 2186–2209 (2008).
- [103] ♥ Y. Ju et K. Maruta, "Microscale combustion: Technology development and fundamental research", *Prog. Energy Combust. Sci.* **37**: 669–715 (2011).
- [104] ☞ M. Juddoo et A.R. Masri, "High-speed OH-PLIF imaging of extinction and re-ignition in non-premixed flames with various levels of oxygenation", *Combust. Flame* **158**: 902–914 (2011).
- [105] ☞ M. Juddoo, A.R. Masri, S.B. Pope, "Turbulent piloted partially-premixed flames with varying levels of O_2/N_2 : stability limits and PDF calculations", *Combustion Theory and Modelling* **15**: 773–793 (2011).
- [106] ☞ S.A. Kaiser et J.H. Frank, "Spatial scales of extinction and dissipation in the near-field of non-premixed turbulent jet flames", *Proc. Combust. Inst.* **32**: 1639–1646 (2009).

- [107] ♪ G.T. Kalghatgi, "Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air", *Combust. Sci. Technol.* **41**: 17–29 (1984).
- [108] ♠♥ G.A. Karim, "The combustion of low heating value gaseous fuel mixtures" in *Handbook of Combustion Vol. 3: Gaseous and Liquid fuels*, M. Lackner, F. Winter, A.K. Agarwal (éds.), Wiley-VCH, Weinheim, 2010, 141–163. ISBN 978-3-527-32449-1
- [109] ☹ M. Katsuki et T. Hasegawa, "The science and technology of combustion in highly preheated air", *Proc. Combust. Inst.* **27**: 3135–3146 (1998).
- [110] ☹ V. Katta, K. Hsu, W. Roquemore, "Local extinction in an unsteady methane-air jet diffusion flame", *Proc. Combust. Inst.* **27**: 1121–1129 (1998).
- [111] ♣ T. Kawamura, K. Asato, T. Mazaki, "Structure analysis of the stabilizing region of plane, laminar fuel-jet flames", *Combust. Sci. Technol.* **22**: 211–216 (1980).
- [112] ☹ J.B. Kelman et A.R. Masri, "Reaction zone structure and scalar dissipation rates in turbulent diffusion flames", *Combust. Sci. Technol.* **129**: 17–55 (1997).
- [113] ♪ K.N. Kim, S.H. Won, S.H. Chung, "Characteristics of laminar lifted flames in coflow jets with initial temperature variation", *Proc. Combust. Inst.* **31**: 947–954 (2007).
- [114] ♪ K.N. Kim, S.H. Won, S.H. Chung, "Characteristics of turbulent lifted flames in coflow jets with Initial temperature variation", *Proc. Combust. Inst.* **31**: 1591–1598 (2007).
- [115] ♠♥ K.T. Kim, D.H. Lee, S. Kwon, "Effects of thermal and chemical surface-flame interaction on flame quenching", *Combust. Flame* **146**: 19–28 (2006).
- [116] ♪ K. Kohse-Höinghaus et J.B. Jeffries (éds.), *Applied combustion diagnostics*, Taylor and Francis, 2002.
- [117] ☹ M. Komiyama, T. Fujimura, T. Takagi, S. Kinoshita, "Dynamic behavior of diffusion flame interacting with a large-scale vortex by laser imaging techniques", *Proc. Combust. Inst.* **30**: 465–473 (2005).
- [118] ♥ S. Kondo, K. Takizawa, A. Takahashi, K. Tokuhashi, "On the temperature dependence of flammability limits of gases", *Journal of Hazardous Material* **187**: 585–590 (2011).
- [119] ♥ A.A. Konnov, "The effect of temperature on the adiabatic laminar burning velocities of CH₄-air and H₂-air flames", *Fuel* **89**: 2211–2216 (2010).
- [120] ☹ P. Koutmos, "A Damköhler number description of local extinction in turbulent methane jet diffusion flames", *Fuel* **78**: 623–626 (1999).
- [121] ☼☼♠ K.K. Kuo, *Principles of Combustion*, 2nd éd., Wiley, Hoboken, États-Unis, 2005. ISBN 978-0-471-04689-9
- [122] ♠ V. Kurdyumov, E. Fernández-Tarrazo, A. Liñán, "The anchoring of gaseous jet diffusion flames in stagnant air", *Aerospace Science and Technology* **6**: 507–516 (2002).
- [123] ♠ K. Kuwana, N. Tagami, S. Mizuno, T. Ida, "Extinction of laminar jet diffusion microflames", *Proc. Combust. Inst.* **32**: 3115–3121 (2009).
- [124] ♠ S. Laizet, S. Lardeau, E. Lamballais, "Direct numerical simulation of a mixing layer downstream a thick splitter plate", *Physics of Fluids* **22**: 015104, 1–15 (2010).
- [125] M. Lapuerta, O. Armas, J. Rodríguez-Fernández, "Effect of biodiesel fuels on diesel engine emissions", *Prog. Energy Combust. Sci.* **34**: 198–223 (2008).
- [126] ♪ C. Lawn, "Lifted flames on fuel jets in co-flowing air", *Prog. Energy Combust. Sci.* **35**: 1–30 (2009).
- [127] ♪ B.J. Lee et S.H. Chung, "Stabilization of lifted tribrachial flames in a laminar nonpremixed jet", *Combust. Flame* **109**: 163–172 (1997).

- [128] 🎵 A. Leipertz, A. Braeuer, J. Kiefer, A. Dreizler, C. Heeger, “Laser-Induced Fluorescence” *in Handbook of Combustion Vol. 2: Combustion Diagnostics and Pollutants*, M. Lackner, F. Winter, A.K. Agarwal (éds.), Wiley-VCH, Weinheim, 2010, 219–242. ISBN 978-3-527-32449-1
- [129] E.W. Lemmon, M.L. Huber, M.O. McLinden, “NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1”, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, 2013.
- [130] 🎵 T. Leung et I. Wierzb, “The effect of co-flow stream velocity on turbulent non-premixed jet flame stability”, *Proc. Combust. Inst.* **32**: 1671–1678 (2009).
- [131] ☀️ B. Lewis et G. von Elbe, *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 2^{ème} éd., Academic Press Inc., New York et Londres, 1961.
- [132] ♥ S. Liao, D. Jiang, Q. Cheng, “Determination of laminar burning velocities for natural gas”, *Fuel* **83**: 1247–1250 (2004).
- [133] 🎵 S. Lille, W. Blasiak, M. Jewartowski, “Experimental study of the fuel jet combustion in high temperature and low oxygen content exhaust gases”, *Energy* **30**: 373–384 (2005).
- [134] 🎵 J. Lim, J. Gore, R. Viskanta, “A study on the effects of air preheat on the structure of methane/air counterflow diffusion flames”, *Combust. Flame* **121**: 262–274 (2000).
- [135] 🎵 C.-K. Lin, M.-S. Jeng, Y.-C. Chao, “The stabilization mechanism of the lifted jet diffusion flame in the hysteresis regime”, *Experiments in Fluids* **14**: 353–365 (1993).
- [136] ☹️ A. Liñán, “The asymptotic structure of counterflow diffusion flames for large activation energies”, *Acta Astronautica* **1**: 1007–1039 (1974).
- [137] 🎵 Y.-Y. Liu, J.-M. Most, P. Bauer, A. Claverie, “Reaction zone characterization of counter-flow diffusion flame with diluted and preheated reactants”, *International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials* **16**: 278–284 (2009).
- [138] ☹️ Z. Lu et S. Ghosal, “Flame holes and flame disks on the surface of a diffusion flame”, *Journal of Fluid Mechanics* **513**: 287–307 (2004).
- [139] 🎵 J. Luque et D.R. Crosley, “LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (Version 1.5)”, SRI International Report MP 99-009 (1999).
- [140] 🎵 K.M. Lyons, K.A. Watson, C.D. Carter, J.M. Donbar, “On flame holes and local extinction in lifted-jet diffusion flames”, *Combust. Flame* **142**: 308–313 (2005).
- [141] 🎵 K.M. Lyons, “Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames: Experiments”, *Prog. Energy Combust. Sci.* **33**: 211–231 (2007).
- [142] 🎵 C.S.T. Marques, L.H. Benvenuti, C.A. Bertran, “Kinetic modeling for chemiluminescent radicals in acetylene combustion”, *Journal of the Brazilian Chemical Society* **17**: 302–315 (2006).
- [143] ☹️ A.R. Masri, R.W. Bilger, R.W. Dibble, “Conditional probability density functions measured in turbulent nonpremixed flames of methane near extinction”, *Combust. Flame* **74**: 267–284 (1988).
- [144] ☹️ A.R. Masri, R.W. Dibble, R.S. Barlow, “The structure of turbulent nonpremixed flames revealed by Raman-Rayleigh-LIF measurements”, *Prog. Energy Combust. Sci.* **22**: 307–362 (1996).
- [145] 🎵 E. Masson, 2005, “Étude expérimentale des champs dynamiques et scalaires de la combustion sans flamme”, Thèse de Doctorat, INSA de Rouen, 2005.
- [146] ‡ E. Mastorakos, A.M.K.P Taylor, J.H. Whitelaw, “Extinction and temperature characteristics of turbulent counterflow diffusion flames with partial premixing”, *Combust. Flame* **91**: 40–54 (1992).
- [147] ☹️ M. Matalon, “Flame dynamics”, *Proc. Combust. Inst.* **32**: 57–82 (2009).

- [148] MatWeb, "Material Property Data: Aluminum 2017-T4", en ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.matweb.com/search/GetReference.aspx?matid=8852>
- [149] ♪ R. Menon et H. Kronewetter, "Quantitative flow measurement system using the PIV technique" *in Combustion Flow Diagnostics*, D.F.G. Durão, M.V. Heitor, J.H. Whitelaw, P.O. Witze (éds.), Kluwer Academic Publishers, 1992, 325–338. ISBN 0-7923-1521-9
- [150] ♪ R.C. Miake-Lye et J.A. Hammer, "Lifted turbulent jet flames: A stability criterion based on the jet large-scale structure", *Proc. Combust. Inst.* **22**: 817–824 (1989).
- [151] ♣♣♣ C.M. Miesse, R.I. Masel, C.D. Jensen, M.A. Shannon, M. Short, "Submillimeter-scale combustion", *AIChE Journal* **50**: 3206–3214 (2004).
- [152] ♣ J. Min, F. Baillot, E. Domingues, B. Patte-Rouland, M. Talbault, D. Escudié, C. Galizzi, F. André, O. Gicquel, "Effect of CO₂ addition on the stability and the flickering of non-premixed methane/air flames", *The 19th International Symposium on Transport Phenomena*, Reykjavik, Islande, 2008.
- [153] ♣ J. Min, F. Baillot, A. Wyzgolik, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, C. Galizzi, "Experimental Study of Non-premixed CH₄/Air Flames: Effect of CO₂ Addition and Reactant Preheating", *Proceedings of the European Combustion Meeting*, Vienna, Autriche, 14–17 avril, 2009.
- [154] ♣♣♣ J. Min, F. Baillot, A. Wyzgolik, E. Domingues, M. Talbaut, B. Patte-Rouland, C. Galizzi, "Impact of CO₂/N₂/Ar addition on the internal structure and stability of nonpremixed CH₄/air flames at lifting", *Combust. Sci. Technol.* **182**: 1782–1804 (2010).
- [155] ♣♣♣♣ J. Min, "Comportement transitionnel et stabilisation de flammèches-jets non prémélangés de méthane dans un coflow d'air dilué en CO₂", Thèse de Doctorat, INSA de Rouen, 2011.
- [156] ♣♣ J. Min et F. Baillot, "Experimental investigation of the flame extinction processes of nonpremixed methane flames inside an air coflow diluted with CO₂, N₂, or Ar", *Combust. Flame* **159**: 3502–3517 (2012).
- [157] ♥♣ D.P. Mishra, "Effects of initial temperature on the structure of laminar CH₄-air premixed flames", *Fuel* **82**: 1471–1475 (2003).
- [158] ♣♣ J.D. Moore, G.A. Risha, K.K. Kuo, M.D. d'Agostini, "Effect of reactant initial temperature on methane/oxygen diffusion flame stability in a furnace", *Combust. Sci. Technol.* **177**: 2069–2089 (2005).
- [159] ♪ N.J. Moore et K.M. Lyons, "Leading-edge flame fluctuations in lifted turbulent flames", *Combust. Sci. Technol.* **182**: 777–793 (2010).
- [160] ♦ B.R. Morton, G. Taylor, J.S. Turney, "Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **234**: 1–23 (1956).
- [161] ☒ V. Nagayam et F.A. Williams, "Diffusion-flame dynamics in von Kármán boundary layers", *Combust. Flame* **125**: 974–981 (2001).
- [162] ♪☒ H.M. Najm, P.H. Paul, C.J. Mueller, P.S. Wyckoff, "On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate", *Combust. Flame* **113**: 312–332 (1998).
- [163] ♦♣ G.J. Nathan, J. Mi, Z.T. Alwahabi, G.J.R. Newbold, D.S. Nobes, "Impacts of a jet's exit flow pattern on mixing and combustion performance", *Prog. Energy Combust. Sci.* **32**: 496–538 (2006).
- [164] NIST, "Property Data Summaries: Sintered Alumina (Al₂O₃)" *in NIST Ceramics WebBook*, en ligne (consultation : juillet 2012), <http://www.ceramics.nist.gov/srd/summary/scdaos.htm>
- [165] NPL, "Thermal conductivities: Thermal conductivities of alloys at ambient and elevated temperatures" *in Kaye and Laby Online, Tables of Physical & Chemical Constants*, en ligne (consultation : juillet 2012), http://www.kayelaby.npl.co.uk/general_physics/2_3/2_3_7.html

- [166] ♪♫☹ E. Oldenhof, M. Tummers, E. van Veen, D. Roekaerts, "Ignition kernel formation and lift-off behaviour of jet-in-hot-coflow flames", *Combust. Flame* **157**: 1167–1178 (2010).
- [167] ♣♣ Y. Otakeyama, T. Yokomori, M., Mizomoto, "Stability of CH₄-N₂/air jet diffusion flame for various burner rim thicknesses", *Proc. Combust. Inst.* **32**: 1091–1097 (2009).
- [168] OTUA, "Données physiques sur quelques acier d'utilisation courante", *Dossier Technique de l'Office Technique pour l'Utilisation de l'Acier*, Code 15.004, en ligne (consultation : juillet 2012), http://www.otua.org/Prop_Physiques/FicheOTUA/OTUA1.html
- [169] ♥☹ P. Ouimette et P. Seers, "Numerical comparison of premixed laminar flame velocity of methane and wood syngas" *Fuel* **88**: 528–533 (2009).
- [170] ☹ C. Pantano et D.I. Pullin, "A statistical description of turbulent diffusion flame holes", *Combust. Flame* **137**: 295–305 (2004).
- [171] ☹☹ N. Peters, "Local quenching due to flame stretch and non-premixed turbulent combustion", *Combust. Sci. Technol.* **30**: 1–17 (1983).
- [172] ☹ N. Peters, "Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion", *Prog. Energy Combust. Sci.* **10**: 319–339 (1984).
- [173] ☹ N. Peters, "Laminar flamelet concepts in turbulent combustion", *Proc. Combust. Inst.* **21**: 1231–1250 (1986).
- [174] ♪ H. Phillips, "Flame in a buoyant methane layer", *Proc. Combust. Inst.* **10**: 1277–1283 (1965).
- [175] ♪♪ W.M. Pitts, "Assessment of theories for the behavior and blowout of lifted turbulent jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **22**: 809–816 (1989).
- [176] ☼☼♣ T. Poinot et D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, R. T. Edwards, 2001. ISBN 1-930217-05-6
- [177] ♠☹ P. Popp et M. Baum, "Analysis of wall heat fluxes, reaction mechanisms, and unburnt hydrocarbons during the head-on quenching of a laminar methane flame", *Combust. Flame* **108**: 327–348 (1997).
- [178] J. Poulleau, "Caractérisation des biogaz : Bibliographie, Mesures sur site", Rapport final INERIS, DRC-02-27158-AIRE-n°316b-JPo (2002).
- [179] ♠♠☹ S. Prakash, N.G. Glumac, N. Shankar, M.A. Shannon, "OH concentration profiles over alumina, quartz and platinum surfaces using laser-induced fluorescence spectroscopy in low-pressure hydrogen/oxygen flames", *Combust. Sci. Technol.* **177**: 793–817 (2005).
- [180] ☹☹ V.N. Prasad, M. Juddoo, A.R. Masri, W.P. Jones, K.H. Luo, "Investigation of extinction and re-ignition in piloted turbulent non-premixed methane-air flames using LES and high-speed OH-LIF", *Combustion Theory and Modelling* **17**: 483–503 (2013).
- [181] ‡☹ I.K. Puri et K. Seshadri, "Extinction of diffusion flames burning diluted methane and diluted propane in diluted air", *Combust. Flame* **65**: 137–150 (1986).
- [182] ♫ L. Qiao, Y. Gan, T. Nishiie, W. Dahm, E. Oran, "Extinction of premixed methane/air flames in microgravity by diluents: Effects of radiation and Lewis number", *Combust. Flame* **157**: 1446–1455 (2010).
- [183] ♠☹ S. Raimondeau, D. Norton, D.G. Vlachos, R.I. Masel, "Modeling of high-temperature microburners", *Proc. Combust. Inst.* **29**: 901–907 (2002).
- [184] ♠☹ S. Raz, K. Sasaki, J. Maier, I. Riess, "Characterization of adsorbed water layers on Y₂O₃-doped ZrO₂", *Solid State Ionics* **143**: 181–204 (2001).
- [185] ♥☹ D. Razus, D. Oancea, V. Brinzea, M. Mitu, C. Movileanu, "Experimental and computed burning velocities of propane–air mixtures", *Energy Conversion and Management* **51**: 2979–2984 (2010).

- [186] ♣♠ K. Robson et M.J.G. Wilson, “The stability of laminar diffusion flames of methane”, *Combust. Flame* **13**: 626–634 (1969).
- [187] £ W.M. Roquemore, R.S. Tankin, H.H. Chiu, S.A. Lottes, “A study of a bluff-body combustor using laser sheet lighting”, *Experiments in Fluids* **4**: 205–213 (1986).
- [188] ♪☉ J. Ruan, H. Kobayashi, T. Niioka, A. Abuliti, F. Iida, “Structures and stability of lifted combustion zones in preheated oxidizer”, *JSME International Journal, Series B* **45**: 499–505 (2002).
- [189] ♠♠♠ Y. Saiki et Y. Suzuki, “Effect of wall surface reaction on a methane-air premixed flame in narrow channels with different materials”, *Proc. Combust. Inst.* **34**: 3395–3402 (2013).
- [190] † A. Sato, K. Hashiba, M. Hasatani, S. Sugiyama, J. Kimura, “A correctional calculation method for thermocouple measurements of temperature in flames”, *Combust. Flame* **24**: 35–41 (1975).
- [191] ♦ H. Schlichting et K. Gersten, *Boundary Layer Theory*, 8^{ème} éd., Springer, 2000.
- [192] ££♪ D. Scholefield et J. Garside, “The structure and stability of diffusion flames”, *Proc. Combust. Inst.* **3**: 102–110 (1948).
- [193] ♪ J.P. Schon, T. Fournel, C. Fournier, “Mesures caractéristiques d’écoulement par imagerie numérique”, *Techniques de l’Ingénieur* **R2162** (2007).
- [194] ♪ G.S. Settles, *Schlieren and shadowgraph techniques, Visualizing phenomena in transparent media*, 2^{ème} éd., Springer-Verlag, 2006. ISBN 10 3-540-66155-7
- [195] ££♪ S. Shekarchi, Ö. Savaş, R. Gollahalli, “Structure of a split gas flame”, *Combust. Flame* **73**: 221–232 (1988).
- [196] Sirah Lasertechnik, “Rhodamine 6G”, en ligne (consultation : avril 2014), <http://www.sirah.com/dyes-accessories/laser-dyes-532-nm/rhodamine-6g-new>
- [197] Société Chimique de France, “Composition – Caractéristiques de quelques gisements de gaz naturel”, en ligne (consultation : juillet 2014), <http://www.societechimiquedefrance.fr/extras/donnees/orga/gaznat/texgnat.htm>
- [198] ‡Ψ☉ C.H. Sohn, I.M. Jeong, S.H. Chung, “Numerical study of the effects of pressure and air-dilution on NO formation in laminar counterflow diffusion flames of methane in high temperature air”, *Combust. Flame* **130**: 83–93 (2002).
- [199] Ξ P. Sripakagorn, S. Mitarai, G. Kosály, H. Pitsch, “Extinction and reignition in a diffusion flame: a direct numerical simulation study”, *Journal of Fluid Mechanics* **518**: 231–259 (2004).
- [200] Ξ A.M. Steinberg, I. Boxx, C.M. Arndt, J.H. Frank, W. Meier, “Experimental study of flame-hole reignition mechanisms in a turbulent non-premixed jet flame using sustained multi-kHz PIV and cross-plane OH PLIF”, *Proc. Combust. Inst.* **33**: 1663–1672 (2011).
- [201] ♥Ψ☉ R. Stone, A. Clarke, P. Beckwith, “Correlations for the laminar-burning velocity of methane/diluent/air mixtures obtained in free-fall experiments”, *Combust. Flame* **114**: 546–555 (1998).
- [202] Ξ J.A. Sutton et J.F. Driscoll, “Imaging of local flame extinction due to the interaction of scalar dissipation layers and the stoichiometric contour in turbulent non-premixed flames”, *Proc. Combust. Inst.* **31**: 1487–1495 (2007).
- [203] Ξ J.A. Sutton et J.F. Driscoll, “Measurements and statistics of mixture fraction and scalar dissipation rates in turbulent non-premixed jet flames”, *Combust. Flame* **160**: 1767–1778 (2013).
- [204] Ξ T. Takagi, Y. Yoshikawa, K. Yoshida, M. Komiyama, S. Kinoshita, “Studies on strained non-premixed flames affected by flame curvature and preferential diffusion”, *Proc. Combust. Inst.* **26**: 1103–1110 (1996).

- [205] ♠♦ F. Takahashi, M. Mizomoto, S. Ikai, "Transition from laminar to turbulent free jet diffusion flames", *Combust. Flame* **48**: 85–95 (1982).
- [206] ♠ F. Takahashi, M. Mizomoto, S. Ikai, N. Futaki, "Lifting mechanism of free jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **20**: 295–302 (1985).
- [207] ♠♠ F. Takahashi et W.J. Schmoll, "Lifting criteria of jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **23**: 677–683 (1991).
- [208] ♠☐ F. Takahashi et L.P. Goss, "Near-field turbulent structures and the local extinction of jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **24**: 351–359 (1992).
- [209] ☐♠ F. Takahashi, W.J. Schmoll, D.D. Trump, L.P. Goss, "Vortex-flame interactions and extinction in turbulent jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **26**: 145–152 (1996).
- [210] ☐ F. Takahashi et V.R. Katta, "Unsteady extinction mechanisms of diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **26**: 1151–1160 (1996).
- [211] ♠ F. Takahashi, W.J. Schmoll, V.R. Katta, "Attachment mechanisms of diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **27**: 675–684 (1998).
- [212] ♠ F. Takahashi et V.R. Katta, "Stability-limit predictions of methane jet diffusion flames", *35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Los Angeles, États-Unis, 20–24 juin, 1999, AIAA-99-278.
- [213] ♠ F. Takahashi et V.R. Katta, "A reaction kernel hypothesis for the stability limit of methane jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **28**: 2071–2078 (2000).
- [214] ♠♠ F. Takahashi, G.T. Linteris, V.R. Katta, "Extinguishment mechanisms of coflow diffusion flames in a cup-burner apparatus", *Proc. Combust. Inst.* **31** 2721–2729 (2007).
- [215] ‡☉ K. Takahashi, P. Pramoornjaggo, K. Takita, "Behavior of extinction limits of lean premixed counterflow flames at elevated temperatures", *Combust. Sci. Technol.* **181**: 1065–1077 (2009).
- [216] ♠☉ T. Takeno et Y. Kotani, "A study on the structure of turbulent jet diffusion flames", *Combust. Sci. Technol.* **10**: 45–57 (1975).
- [217] ♠☉ T. Takeno et Y. Kotani, "An experimental study on the stability of jet diffusion flame", *Acta Astronautica* **2**: 999–1008 (1975).
- [218] ♠♠ T. Takeno, "Transition and structure of jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **25**: 1061–1073 (1994).
- [219] † TC, *Traité de Thermométrie par Thermocouple et Résistance*, éd. 6.1, TC S.A., 2009.
- [220] ♠♠ S.D. Terry et K.M. Lyons, "Low Reynolds number turbulent lifted flames in high co-flow", *Combust. Sci. Technol.* **177**: 2091–2112 (2005).
- [221] ♠♠ S.D. Terry et K.M. Lyons, "Turbulent lifted flames in the hysteresis regime and the effects of coflow", *Journal of Energy Resources Technology* **128**: 319–324 (2006).
- [222] ♠ TNF, *International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames*, accessible en ligne (consultation : février 2013) <http://www.sandia.gov/TNF/abstract.html>
- [223] Topas, "Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat, DEHS", documentation technique, en ligne (consultation : avril 2013), http://www.topas-gmbh.de/dateien/prospekt/dehs_prspe.pdf
- [224] ‡ H. Tsuji et I. Yamakoa, "The structure of counterflow diffusion flames in the forward stagnation region of a porous cylinder", *Proc. Combust. Inst.* **12**: 997–1005 (1969).
- [225] ☼♥☉ A. van Tiggelen, J.-C. Balaceanu, J. Burger, G. de Soete, L. Sajus, B. Salé, *Oxydations et Combustions* (I), Technip, Paris, France, 1968.

- [226] ☼🎵 A. van Tiggelen, J. Burger, G. Clément, G. de Soete, A. Feugier, C. Karr, G. Monnot, *Oxydations et Combustions* (II), Technip, Paris, France, 1968.
- [227] ♠☉ D.G. Vlachos, L.D. Schmidt, R. Aris, "Ignition and extinction of flames near surfaces: Combustion of CH_4 in air", *AIChE Journal* **40**: 1005–1017 (1994).
- [228] ⚡ A. Vranos, E. Taback, C. Shipman, "An experimental study of the stability of hydrogen-air diffusion flames", *Combust. Flame* **12**: 253–260 (1968).
- [229] 🎵🔥 K.T. Walsh, M.B. Long, M.A. Tanoff, M.D. Smooke, "Experimental and computational study of CH , CH^* , and OH^* in an axisymmetric laminar diffusion flame", *Proc. Combust. Inst.* **27**: 615–623 (1998).
- [230] ☹ H. Wang, M. Juddoo, S.H. Starner, A.R. Masri, S.B. Pope, "A novel transient turbulent jet flame for studying turbulent combustion", *Proc. Combust. Inst.* **34**: 1251–1259 (2013).
- [231] ☹ Q. Wang, H. Gohari Darabkhani, L. Chen, Y. Zhang, "Vortex dynamics and structures of methane/air jet diffusion flames with air coflow", *Experimental Thermal and Fluid Science* **37**: 84–90 (2012).
- [232] ☼ J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble, *Combustion. Physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*, 4^{ème} édition, Springer, 2006. ISBN-978-3-540-25992-3
- [233] 🎵☹ K.A. Watson, K.M. Lyons, J.M. Donbar, C.D. Carter, "Scalar and velocity field measurements in a lifted CH_4 -air diffusion flame", *Combust. Flame* **117**: 257–271 (1999).
- [234] 🎵☹ K.A. Watson, K.M. Lyons, J.M. Donbar, C.D. Carter, "Visualization of multiple scalar and velocity fields in a lifted jet flame", *Journal of Visualization* **3**: 275–285 (2000).
- [235] ☉☉ F.J. Weinberg, "Combustion in heat-recirculating burners" in *Advanced combustion methods*, F.J. Weinberg (éd.), Academic Press, Londres, 1986, 183–236.
- [236] ♠♠🎵 I.S. Wichman et B. Ramadan, "Theory of attached and lifted diffusion flames", *Physics of Fluids* **10**: 3145–3154 (1998).
- [237] ♠♠ I.S. Wichman, Z. Pavlova, B. Ramadan, G. Qin, "Heat flux from a diffusion flame leading edge to an adjacent surface", *Combust. Flame* **118**: 651–668 (1999).
- [238] ‡ B.A. Williams, "Sensitivity of calculated extinction strain rate to molecular transport formulation in nonpremixed counterflow flames", *Combust. Flame* **124**: 330–333 (2001).
- [239] ☼♠ F.A. Williams, *Combustion Theory*, 2^{nde} éd. The Benjamin/Cummings Publishing Company, 1985. ISBN 0-8053-9801-5.
- [240] ⚡ K. Wohl, C. Gazley, N. Kapp, "Diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **3**: 288–300 (1948).
- [241] ☉☉Ψ J.A. Wüning et J.G. Wüning, "Flameless oxidation to reduce thermal NO formation", *Prog. Energy Combust. Sci.* **23**: 81–94 (1997).
- [242] ♠🎵 A. Wyzgolik et F. Baillot, "Response of the non-premixed lifted flame to coaxial jet mixing layers", *Proc. Combust. Inst.* **31**: 1583–1590 (2007).
- [243] ⚡🎵 A. Wyzgolik, "Stabilisation d'une flamme non-prémélangée dans un écoulement de jets coaxiaux. Effets d'un champ acoustique", Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 2008.
- [244] ⚡ H. Yamashita, M. Shimada, T. Takeno, "A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames", *Proc. Combust. Inst.* **26**: 27–34 (1996).
- [245] ♠♠☉ H. Yang, Y. Feng, Y. Wu, X. Wang, L. Jiang, D. Zhao, H. Yamashita, "Surface analysis-based investigation of the effect of wall materials on flame quenching", *Combust. Sci. Technol.* **183**: 444–458 (2011).
- [246] 🎵☉ Y. Yoon, J.M. Donbar, J.F. Driscoll, "Blowout stability limits of a hydrogen jet flame in a supersonic, heated, coflowing air stream", *Combust. Sci. Technol.* **97**: 137–156 (1994).

- [247] ‡ A. Yoshida, T. Igarashi, Y. Kotani, “Extinction of turbulent diffusion flames by Kolmogorov microscale turbulence”, *Combust. Flame* **109**: 669–681 (1997).
- [248] ♪ Z.G. Yuan, “The filtered abel transform and its application in combustion diagnostics”, Rapport technique, NASA, NASA/CR—2003-212121 (2003).
- [249] ♠☉ H. Zhang et Z. Chen, “Effects of heat conduction and radical quenching on premixed stagnation flame stabilised by a wall”, *Combustion Theory and Modelling* **17**: 682–706 (2013).

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : Lamige

DATE de SOUTENANCE : 23 Octobre 2014

Prénom : Sylvain

TITRE : Analyse de l'Influence des Conditions aux Limites Thermiques sur la Stabilisation des Flamme Non-Prémélangées

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2014ISAL0099

Ecole doctorale : MÉGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique)

Spécialité : Thermique/Énergétique

RESUMÉ :

La problématique de la stabilisation des flammes non-prémélangées reste primordiale. Il faut, pour la résoudre, déterminer l'importance relative des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques intervenant dans les mécanismes de stabilisation. La démarche expérimentale utilisée pour cela au cours de cette thèse porte une attention particulière sur l'influence des conditions aux limites thermiques, et comporte deux volets à travers lesquels le rôle des transferts thermiques est mis en exergue.

D'abord, la zone d'attachement d'une flamme stabilisée derrière la lèvre du brûleur est examinée, en considérant les couplages entre le positionnement du bout de flamme à proximité du brûleur et la température de la lèvre. Différentes régions ont ainsi pu être identifiées selon le comportement du bout de flamme, qui évolue depuis une nature diffusive vers une nature propagative à l'approche des limites aérodynamiques de stabilité. Par ailleurs, une modification des propriétés thermiques du brûleur a permis de mettre en évidence une évolution avec la température de la lèvre du rôle relatif des modes de coincement thermique et chimique de la flamme par la paroi du brûleur.

Ensuite, l'étude concerne non plus un état stabilisé de la flamme, mais les transitions entre les différents régimes de combustion, et plus particulièrement le décrochage d'une flamme attachée. L'examen des conditions conduisant à la déstabilisation de la flamme est un moyen d'apporter des éléments-clefs de compréhension quant aux couplages et aux équilibres aérothermochimiques prévalant préalablement au décrochage. Une évolution du processus de décrochage a ainsi été mise en avant avec l'augmentation de la température initiale des réactants, en lien avec l'évolution de phénomènes transitoires d'extinction locale de la zone de réaction.

MOTS-CLEFS :

Flamme non-prémélangée ; Stabilisation ; Décrochage ; Flamme-Jet ; Couplages aérothermochimiques ; Flamme attachée, suspendue ; Hystérésis. Préchauffage des réactants ; Conductivité thermique du brûleur. Processus de décrochage ; Extinctions locales. Interaction flamme/paroi ; Hauteur d'attachement ; Coincement.

Laboratoire de recherche :

Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon, CETHIL – UMR5008

Directeur de thèse :

Dany Escudé (*directrice*)

Cédric Galizzi (*co-encadrant*)

Présidente de jury : Françoise Baillot

Composition du jury :

Françoise Baillot

Marc Bellenoue (*rapporteur*)

Kevin M. Lyons

Thierry Schuller (*rapporteur*)