



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : **Énergétique et transferts**

---

Présentée et soutenue par **Guillaume LINASSIER**  
le **3 mai 2012**

**Étude expérimentale et numérique de l'allumage des turboréacteurs  
en conditions de haute altitude**

---

### JURY

M. Fabrice Lemoine, président  
M. Abdelkrim Boukhalfa, rapporteur  
M. Olivier Colin, rapporteur  
M. Laurent Gicquel  
M. Frédéric Grisch  
M. Gérard Lavergne, directeur de thèse  
M. Renaud Lecourt  
M. Thomas Lederlin, co-directeur de thèse

---

École doctorale : **Mécanique, énergétique, génie civil et procédés**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF**

Directeur de thèse : **M. Gérard Lavergne**  
Co-directeur de thèse : **M. Philippe Villedieu**

# Remerciements

Lorsque je repense aux trois années qui viennent de s'écouler, je peux affirmer que le travail d'un doctorant et la course de fond présentent de nombreux traits communs. Dans les deux cas, il s'agit d'un effort long et soutenu, parfois difficile, mais également gratifiant et réservant beaucoup de plaisir. Lorsque l'on franchit la ligne d'arrivée, il est important de se rappeler tous ceux qui vous ont accompagné, aidé et encouragé au long du parcours.

Je remercie tout d'abord l'équipe du groupe combustion de TURBOMECA, qui m'a encadré pendant ces trois ans et permis ainsi de découvrir un sujet passionnant. Je pense plus particulièrement à Hubert Verdier, Stéphane Pascaud, Thomas Lederlin, Nicolas Savary, Christophe Viguier, ainsi que Claude Bérat.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du DMAE, qui m'ont accueilli et permis de travailler dans une ambiance saine et décontractée. Mes pensées vont en premier à Gérard Lavergne, qui avec ses conseils, sa patience, m'aura appris à aimer le travail de recherche, et à toujours extraire la *substantifique moelle*. Je remercie également Renaud Lecourt, guide pour mes débuts en tant qu'expérimentateur. Je n'oublierais pas non plus Philippe Villedieu, source intarissable concernant la modélisation numérique, ainsi que Olivier Rouzaud et Nicolas Bertier. Je tiens également à remercier Claire Laurent, dynamique jeune maman qui m'a beaucoup aidé à travers les vicissitudes de Synergy et du développement en environnement partagé.

Mes pensées vont également au reste de l'équipe du centre du Fauga-Mauzac : François D'Herbigny et Frédéric Bigot, qui m'ont appris que le meilleur ami de l'expérimentateur reste le rouleau de scotch, ainsi que toute l'équipe du laboratoire LP (où j'ai régulièrement fait mes emplettes au pied levé pour un pied photo, un voltmètre, ou tout objet indispensable), Jérôme, Huke, Gilles, Patrick, Michel. L'ambiance champêtre du CFM me manquera un peu. Je remercie également Nicolás García-Rosa, mon prédécesseur, qui avait fixé d'emblé la barre haut sur la thématique de l'allumage, mais qui a su me rendre *efficace*... au moins pour taper la balle.

En dehors du DMAE, j'ai également bénéficié de collaborations externes qui m'ont beaucoup aidé, essentiellement sur la course à pied. Je remercie Clément Roos, Sylvain Bouveret, Thomas Loquen, et surtout Mathieu Rognant, *le coach* dont les entraînements m'auront plus d'une fois lessivé, mais qui m'aura fait découvrir les joies de la course nature.

Je remercie également l'ensemble des doctorants et stagiaires qui ont su donner sa personnalité au DMAE : Nechtan, pilote hors pair et fleurettiste distingué, Vincent, surfeur pas prise de tête, Jean-Yves, mon émérite et intermittent co-bureau, Anne, dont les magnifiques boules à thé et la garde-robe touffue me marqueront longtemps, Germain, spécialiste ès Michel Audiard, Ysolde, Loïc, spécialiste ès météorites, Jegan, son sens du rythme et son éternel sourire, Madjid,

---

le roi des bons plans, Samuel, pour le *Safran corporate spirit*, ainsi que Laurent, avec qui j'ai eu plaisir à travailler. Je n'oublierais pas non plus Nicolas Schied, Nicolas Grenier, Cédric, Bernhard, Géraldine, Jorge, Violaine, David, Farid, Henri, Julien, Gianluca, Olivier, Hélène, Guillaume Cottin, ainsi que Alicia, Najatt, Bruno, Baptiste Dejean, Baptiste Lendormy, Alexandre, Mathieu, Valentin, Maxime, Arthur, Ghislain, Rémi, Lætitia, Laura. Je remercie également les anciens doctorants et nouveaux embauchés, Virginel, Davide, Pierre et Jean-Matthieu.

Et comme il se doit, j'ai gardé le meilleur pour la fin. J'ai une pensée pour Jacqueline Héroux, mon ancienne institutrice, à qui je dois beaucoup. Je souhaite par dessus tout remercier ma famille : mes parents qui m'ont toujours soutenu tout au long de mes études, mon frère Pierre et ma sœur Aude. Et enfin, je tiens à remercier Nengyue, avec qui j'ai partagé deux merveilleuses années, et qui m'a énormément donné.

# Table des matières

Liste des symboles	vii
<b>Partie I : Contexte et bibliographie</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte de l'étude . . . . .	3
1.2 Objectifs de la thèse . . . . .	4
1.3 Plan du mémoire . . . . .	5
<b>2 Bibliographie</b>	<b>7</b>
2.1 Description des turbomachines . . . . .	7
2.2 Écoulements tourbillonnaires . . . . .	13
2.3 Simulation numérique appliquée aux chambres de combustion . . . . .	15
2.4 Allumage par dépôt d'énergie . . . . .	19
2.5 Synthèse des travaux réalisés à l'ONERA . . . . .	40
<b>Partie II : Modélisation de l'allumage</b>	<b>49</b>
<b>3 Formulation du problème</b>	<b>51</b>
3.1 Définitions . . . . .	52
3.2 Combustion des hydrocarbures . . . . .	54
3.3 Hypothèses du modèle d'allumage . . . . .	57
3.4 Mise en équation . . . . .	59
3.5 Résolution numérique . . . . .	60
<b>4 Validation du modèle et identification de critères d'allumage</b>	<b>73</b>
4.1 Études paramétriques . . . . .	73
4.2 Couplage du modèle . . . . .	82
<b>Partie III : Étude expérimentale d'un secteur de chambre</b>	<b>87</b>
<b>5 Présentation du banc d'essai et de la maquette mono-secteur</b>	<b>89</b>

## TABLE DES MATIÈRES

---

5.1	Description du banc MERCATO . . . . .	89
5.2	Chambre de combustion mono-secteur . . . . .	90
5.3	Choix des conditions opératoires . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Méthodes expérimentales</b>	<b>95</b>
6.1	Vélocimétrie et granulométrie laser . . . . .	95
6.2	Visualisation directe de l'écoulement . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Interprétation des résultats</b>	<b>115</b>
7.1	Granulométrie de l'injecteur en non-réactif et non confiné . . . . .	115
7.2	Vitesse de la phase gazeuse en combustion . . . . .	119
7.3	Visualisation de l'allumage . . . . .	124
7.4	Visualisation tomographique du spray . . . . .	133
7.5	Synthèse des résultats obtenus . . . . .	143
<b>Partie IV : Simulation numérique de l'allumage d'un secteur de chambre</b>		<b>145</b>
<b>8</b>	<b>Méthodes numériques pour la simulation aérodiphasique</b>	<b>147</b>
8.1	Stratégie pour la validation des calculs . . . . .	148
8.2	Calcul de la phase gazeuse . . . . .	149
8.3	Calcul de la phase dispersée . . . . .	152
<b>9</b>	<b>Validation des simulations Euler-Lagrange</b>	<b>167</b>
9.1	Simulations de l'écoulement diphasique non réactif . . . . .	167
9.2	Cartographie d'allumage . . . . .	187
9.3	Simulations instationnaires de l'allumage du foyer . . . . .	189
9.4	Simulation de l'écoulement diphasique réactif stabilisé . . . . .	196
9.5	Conclusions sur les simulations Euler-Lagrange . . . . .	201
<b>Partie V : Étude d'un foyer tri-secteur industriel</b>		<b>202</b>
<b>10</b>	<b>Présentation de la maquette trisecteur</b>	<b>205</b>
10.1	Enceinte du banc. . . . .	206
10.2	Chambre de combustion. . . . .	207
10.3	Conclusion . . . . .	210
<b>11</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>211</b>
11.1	Définitions. . . . .	211
11.2	Performances d'allumage de l'injecteur de démarrage. . . . .	212
11.3	Allumage des injecteurs principaux. . . . .	219
11.4	Application de l'outil de cartographie d'allumage . . . . .	223
11.5	Conclusions et perspectives. . . . .	226

---

<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>229</b>
<b>Annexes</b>	<b>232</b>
<b>A Cinétique chimique pour la combustion du kérosène</b>	<b>235</b>
A.1 Cinétique globale pour le n-décane . . . . .	235
A.2 Cinétique globale pour le kérosène . . . . .	237
<b>B Données thermophysiques pour la phase gazeuse</b>	<b>239</b>
B.1 Viscosité dynamique . . . . .	239
B.2 Capacité thermique et enthalpie massique . . . . .	240
B.3 Conductivité thermique . . . . .	241
B.4 Diffusion massique . . . . .	241
<b>C Critère de propagation de noyau pour un calcul RANS</b>	<b>243</b>
<b>D Paramètres des calculs Cedre</b>	<b>247</b>
D.1 Schéma d'intégration temporelle . . . . .	247
D.2 Schéma d'intégration spatiale . . . . .	248
D.3 Conditions aux limites . . . . .	249
<b>E Compléments sur la maquette trisecteur</b>	<b>253</b>
E.1 Schématisation du tri-secteur . . . . .	253
E.2 Caractéristique de l'injecteur de démarrage . . . . .	254
E.3 Visualisation des émissions <i>OH</i> . . . . .	254
<b>Table des figures</b>	<b>264</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>266</b>
<b>Congrès et publications</b>	<b>267</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>276</b>



# Liste des symboles

## Symboles latins

$a_k$	Coefficients des polynômes, format NASA	$T^{-k}$
$A$	Constante pré-exponentielle	$(mol \cdot m^{-3})^{(1-\sum_i n_i)} \cdot s^{-1} \cdot K^{-\beta}$
$c_p$	Capacité thermique massique	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion massique	$m^2 \cdot s^{-1}$
$E_a$	Énergie d'activation	$J$
$[E]$	Concentration d'une espèce $E$	$mol \cdot m^{-3}$
$E_{min}$	Énergie minimum d'allumage	$J$
$f$	Fréquence	$s^{-1}$
$G_x$	Flux des moments axiaux	$kg \cdot m \cdot s^{-2}$
$G_\theta$	Flux des moments angulaires	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
$h$	Enthalpie massique	$J \cdot kg^{-1}$
$k$	Énergie cinétique turbulente	$m^2 \cdot s^{-2}$
$l$	Échelle intégrale de la turbulence	$m$
$m$	Masse	$kg$
$M$	Masse molaire d'un(e) espèce/atome	$kg \cdot mol^{-1}$
$n_i$	Ordre partiel de réaction pour l'espèce $i$	
$P$	Pression	$Pa$
$px$	Pixels	
$Q$	Débit massique	$kg \cdot s^{-1}$
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits	$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$
$\mathcal{R}_s$	Constante spécifique des gaz parfaits pour l'air	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$S_L$	Vitesse de flamme laminaire	$m \cdot s^{-1}$
$S_T$	Vitesse de flamme turbulente	$m \cdot s^{-1}$
$t$	Temps	$s$
$T$	Température	$K$
$\bar{U}$	Vitesse moyenne	$m \cdot s^{-1}$
$\check{u}$	Vitesse fluctuante	$m \cdot s^{-1}$
$WR$	Débit réduit	$kg \cdot s^{-1} \cdot bar^{-1} \cdot K^{0.5}$
$Y$	Fraction massique d'un(e) espèce/atome	
$\mathcal{Z}$	Coefficient de compressibilité pour l'air	

## Liste des symboles

---

$\Delta_v h$	Chaleur latente d'évaporation	$J \cdot kg^{-1}$
$\Delta_f h$	Enthalpie de formation	$J \cdot kg^{-1}$

### Symboles grecs

$\alpha_g$	Diffusivité thermique	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\alpha_F$	Fraction de mélange carburant/comburant	
$\delta_{RZ}$	Épaisseur de la zone de réaction	$m$
$\eta_K$	Échelle de Kolmogorov pour la turbulence	$m$
$\kappa$	Vitesse de réaction chimique	$(mol \cdot m^{-3})^{(1-\sum_i n_i)} \cdot s^{-1}$
$\lambda_g$	Conductivité thermique	$J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$
$\mu_g$	Viscosité dynamique	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
$\nu_g$	Viscosité cinématique	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\tilde{\nu}$	Coefficients stœchiométriques	
$\rho$	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
$\dot{\rho}$	Terme source massique	$kg \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
$\sigma$	Tension superficielle de surface	$N \cdot m^{-1}$
$\tau$	Temps caractéristique	$s$
$\phi$	Richesse en carburant	
$\psi$	Densité de probabilité	
$\Phi$	Densité de probabilité cumulée	
$\dot{\omega}$	Taux d'avancement d'une réaction chimique	$mol \cdot m^{-3} \cdot s^{-1}$
$\Omega$	Facteur de charge	$kg \cdot s^{-1} \cdot bar^{-1.8} \cdot m^{-3}$

### Acronymes

CRZ	Central Recirculation Zone
CEDRE	Calcul d'Écoulements Diphasiques et Réactifs pour l'Énergétique
ERZ	External Recirculation Zone
LDA	Laser Doppler Anemometry
LES	Large Eddy Simulation
MIXMOD	Mixture Modeling
MERCATO	Moyen Experimental et de Recherche en Com- bustion Aérobie par Techniques Optiques
PDI	Phase Doppler Interferometry
PEA	Pre-Exponential Arranged
PIV	Particle Imaging Velocimetry
PVC	Precessing Vortex Core
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes
RMS	Moyenne quadratique (Root Mean Square)

### Nombres sans dimensions

$B_M$	Nombre de Spalding massique
$B_T$	Nombre de Spalding thermique
$\mathcal{F}$	Index de flamme
$K$	Nombre de Mundo
$Ka$	Nombre de Karlovitz
$Le$	Nombre de Lewis
$Nu^*$	Nombre de Nusselt modifié
$O_h$	Nombre d'Ohnesorge
$Pr$	Nombre de Prandtl
$P_{RZ}$	Nombre de Péclet pour la zone de réaction
$Re$	Nombre de Reynolds
$S$	Nombre de Swirl
$Sc$	Nombre de Schmidt
$Sh^*$	Nombre de Sherwood modifié
$St$	Nombre de Stokes
$We$	Nombre de Webers
$\xi$	Traceur de mélange

### Exposants

$prim$	Relatif à la zone primaire de la chambre
+	Réaction chimique directe
-	Réaction chimique indirecte
$\alpha_P$	Exposant relatif à la pression pour la vitesse de flamme laminaire
$\alpha_T$	Exposant relatif à la température pour la vitesse de flamme laminaire
$\beta$	Exposant de température pour une réaction chimique

### Indices

$acqu$	Réglage du dispositif d'acquisition
$ad$	Adiabatique
$axi$	Composante axiale
$b$	Relatif aux gaz brûlés (burned)
$d$	Relatif aux gouttes (droplets)
$diff$	Relatif à la diffusion
$F$	Relatif au carburant (fuel)

## Liste des symboles

---

$g$	Relatif à la phase gazeuse
$glob$	Global (liquide + gaz)
$ign$	Relatif à l'allumage (ignition)
$l$	Relatif à la phase liquide
$p$	Relatif aux particules ou traceurs
$q$	Relatif à l'extinction (quenching)
$r$	Composante radiale
$sp$	Relatif à l'étincelle
$st$	Relatif à la stœchiométrie
$u$	Relatif aux gaz frais (unburned)
$up$	Propagation à contre-courant (upstream)
$v$	Relatif à l'évaporation
$W$	Relatif à une paroi (wall)
$0$	Relatif à l'instant initial
$1$	Relatif au départ de la simulation de noyau
$\chi$	Relatif à la chimie
$\theta$	Composante tangentielle

# Partie I : Contexte et bibliographie

---

---

# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Contexte de l'étude

Le développement et l'optimisation des systèmes propulsifs pour l'aéronautique présentent un large ensemble de défis technologiques. Les motoristes recherchent sans cesse de nouveaux concepts de turbomachines permettant de réduire le poids, l'encombrement, la consommation en carburant ainsi que la pollution liée aux émissions gazeuses ou sonores. Ceci tout en maximisant les performances (rendement en combustion, taux de compression) et en assurant le bon fonctionnement de l'appareil sur l'ensemble des conditions opératoires.

L'une des contraintes cruciales pour la sécurité d'un aéronef est la capacité à assurer le redémarrage en conditions de haute altitude. Par exemple, l'extinction du moteur peut survenir en cours de vol dans le cas d'une ingestion d'eau importante. Dans le cadre de missions de secours en haute montagne, le redémarrage d'un hélicoptère doit être possible suite à une intervention. Typiquement, pour une altitude de  $6000m$  au dessus du niveau de la mer, la température de l'air est de l'ordre de  $-30^{\circ}C$ , et la pression de  $0.4bar$  (cf figure 1.1). Ces conditions sont critiques pour l'allumage, car elles dégradent considérablement les processus d'évaporation et de pulvérisation du carburant liquide au sein du foyer de combustion. Pour certaines altitudes plus élevées, certaines procédures s'avèrent nécessaires afin de redescendre à une altitude permettant le ré-allumage du foyer.

La certification d'un prototype de turbomachine passe par une phase de test sur banc d'essai, permettant de caractériser les performances d'allumage et de stabilité pour un ensemble étendu de conditions opératoires. Afin de raccourcir le cycle de conception, il est intéressant pour les motoristes de disposer de modèles fiables leur permettant de minimiser le recours à ces campagnes d'essais très coûteuses. Pendant longtemps, la prévision des performances d'allumage a été réalisée au moyen de critères semi-empiriques. Un exemple de tels critères est donné dans les travaux de Mellor (1980), Jarymowycz et Mellor (1987). Cependant, le développement récent de nouvelles architectures de chambres de combustion, conçues pour brûler un mélange pauvre en carburant, a révélé les limites de ce type d'approche, entraînant un besoin de nouveaux outils plus adaptés.

Le recours à des méthodes numériques dédiées à la modélisation des écoulements diphasiques réactifs se révèle une solution relativement économique. De tels outils sont couramment utilisés

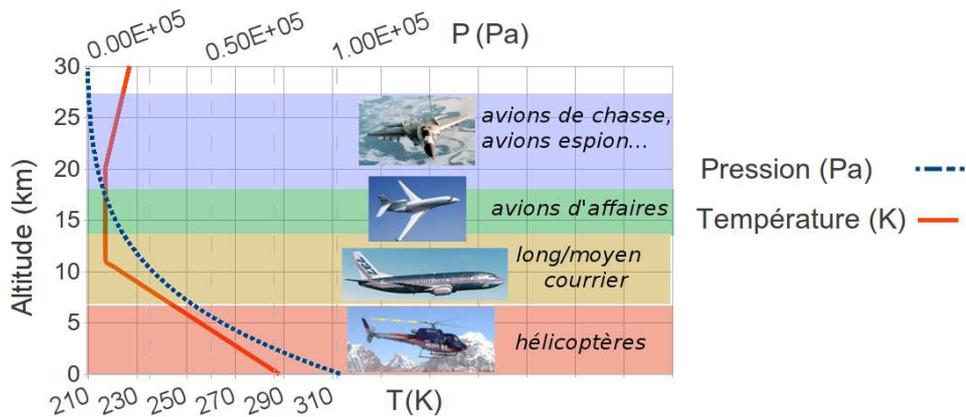


FIGURE 1.1: Altitude de vol maximale moyenne pour plusieurs catégories d'aéronefs. Les photos représentent, de bas en haut, un Écureuil AS-350-B3, un Boeing 737, un Falcon 7x et un MiG-31.

dans un contexte industriel. Toutefois, il existe encore peu de modèles permettant de caractériser les performances d'allumage d'une chambre de combustion de façon efficace, tout en offrant des temps de restitution assez courts pour être utilisables lors d'une phase de conception.

Depuis plusieurs années, au sein de l'ONERA, le Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique, unité Multiphasique-Hétérogène a mené plusieurs travaux de recherches sur la thématique de l'allumage des écoulements diphasiques en conditions critiques. L'une de ses missions est de constituer une banque de données expérimentale la plus complète possible sur l'allumage. Dans cette optique, le banc d'essai MERCATO a été mis en place, et un secteur de chambre de combustion a été conçu afin de permettre la mise en œuvre de diagnostics optiques avancés. Cette base de données permet de valider des outils dédiés à la modélisation des phénomènes, développés au sein du DMAE ou par d'autres laboratoires. Ce travail est issu d'une collaboration avec TURBOMECA et la SNECMA, entités du groupe Safran, et a donné lieu à trois thèses successives (Quintilla, 2002; Ouarti, 2004; García-Rosa, 2008), ainsi qu'à plusieurs travaux dans le cadre de programmes européens.

## 1.2 Objectifs de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques intervenant dans le processus d'allumage des brouillards de carburant. L'objectif est de développer des outils innovants permettant de prévoir de la façon la plus fiable possible les performances d'allumage d'un prototype de turboréacteur. Pour répondre à cette problématique, deux approches sont ici proposées :

1. Le développement de modèles numériques, couplés à des codes de calculs multiphysiques. La validation de tels outils nécessite de compléter la banque de données déjà existante sur la configuration MERCATO mono-secteur.
2. La conception d'une maquette partielle de chambre de combustion. Cette maquette permet la réalisation de campagnes d'essais de manière économique et rapide, tout en reproduisant les caractéristiques principales d'une chambre réaliste (multisecteur, géométrie de

l'enceinte de confinement).

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'une convention tripartite entre l'ONERA, TURBOMECA, et l'Agence Nationale de la Recherche et de la Technologie. Elle s'inscrit dans la continuité directe des travaux de [Quintilla](#), [Ouarti](#) et [García-Rosa](#).

### 1.3 Plan du mémoire

La présentation de ce travail de thèse est organisée en cinq grandes parties. La première constitue un état de l'art des différents travaux, expérimentaux et numériques, traitant de l'allumage des écoulements diphasiques. Elle inclut une synthèse des travaux précédemment réalisés en interne au DMAE, dans le cadre de thèses et de divers projets. Cette synthèse sera utilisée afin de définir les essais complémentaires nécessaires sur la maquette MERCATO mono-secteur.

La seconde partie présente les outils développés afin de modéliser l'allumage des écoulements diphasiques. Le point de départ de ce travail est un modèle mis au point au cours de la thèse de [García-Rosa](#), simulant l'allumage local d'un mélange air/carburant. Ce modèle peut être utilisé en couplage avec un calcul aérodiphasique de chambre selon deux approches. La première permet de réaliser des cartographies de probabilité d'allumage à partir d'un champ aérodiphasique moyenné. Le modèle est utilisé en combinaison avec un ensemble de critères simples, validés expérimentalement, afin de prévoir l'allumage complet d'un foyer de chambre. La seconde consiste à réaliser une simulation instationnaire, utilisant le modèle d'allumage local afin de générer les conditions initiales pour un calcul de propagation de la flamme au foyer.

La troisième partie de ce mémoire présente le banc d'essai MERCATO, ainsi que la géométrie de maquette mono-secteur étudiée. Une description rapide des divers diagnostics mis en application est faite avant de procéder à l'interprétation des différents résultats d'essais.

La simulation numérique de cette chambre fait l'objet de la quatrième partie de ce mémoire. Les différents outils développés au cours de cette thèse ont été déployés, et les résultats obtenus sont confrontés à la banque de données expérimentale disponible pour ce foyer de combustion.

Enfin, une chambre de combustion multisecteur, dérivée d'une chambre annulaire TURBOMECA, a été conçue et testée sur la veine d'essai MERCATO. Les performances d'allumage de cette chambre sont comparées à celles d'une chambre annulaire complète, afin de vérifier si cette approche peut être utilisée lors de la phase de prototypage pour prévoir efficacement les plages d'allumage et de stabilité.



# Chapitre 2

## Bibliographie

### Sommaire

---

<b>2.1 Description des turbomachines</b> . . . . .	<b>7</b>
2.1.1 Architecture globale . . . . .	7
2.1.2 Chambre de combustion . . . . .	8
2.1.3 Injection du combustible . . . . .	10
2.1.4 Chaîne d'allumage . . . . .	11
<b>2.2 Écoulements tourbillonnaires</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>2.3 Simulation numérique appliquée aux chambres de combustion</b> . . . . .	<b>15</b>
2.3.1 Méthodes numériques pour les écoulements diphasiques . . . . .	15
2.3.2 Banques de données pour la validation des modèles numériques . . . . .	16
<b>2.4 Allumage par dépôt d'énergie</b> . . . . .	<b>19</b>
2.4.1 Décharge d'énergie par bougie à arc électrique . . . . .	19
2.4.2 Paramètres critiques pour le dépôt d'énergie . . . . .	22
2.4.3 Modélisation du dépôt d'énergie . . . . .	29
2.4.4 Caractère probabiliste de l'allumage . . . . .	35
2.4.5 Modélisation de la phase de propagation de flamme . . . . .	37
<b>2.5 Synthèse des travaux réalisés à l'Onera</b> . . . . .	<b>40</b>
2.5.1 Étude expérimentale de l'allumage . . . . .	41
2.5.2 Modélisation de l'allumage . . . . .	45
2.5.3 Objectifs de la présente thèse . . . . .	47

---

## 2.1 Description des turbomachines

### 2.1.1 Architecture globale

Une turbomachine est une machine aérobie à flux continu, permettant de fournir une force de poussée (turboréacteur ou moteur dit à réaction) ou un travail mécanique. Le cycle de ce système propulsif peut se décrire en trois étapes : compression d'un écoulement d'air froid, apport de chaleur par une réaction exothermique, et enfin détente des gaz brûlés. Ceci permet d'augmenter la quantité de mouvement des gaz pendant la traversée du moteur. Il existe différentes catégories de turbomachines, monocorps-monoflux et double corps-double flux. Un exemple d'une configuration monocorps-monoflux est présenté sur la figure 2.1. Son architecture s'organise autour de

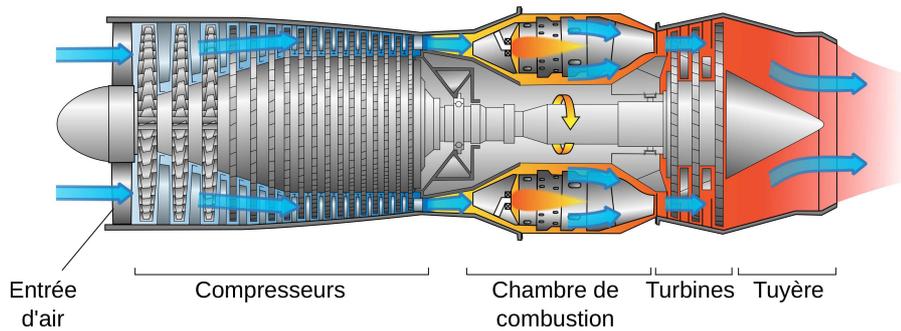


FIGURE 2.1: Schématisation d'un turboréacteur monocorps-monoflux (d'après [US-Department-Of-Transportation](#)).

cinq éléments :

- une *admission d'air*, assurant l'entrée des gaz frais au sein du moteur ;
- une succession d'étages *compresseur*, comprimant l'air afin d'atteindre des conditions optimales pour la combustion ;
- une *chambre de combustion*, au sein de laquelle est réalisé le mélange carburant/comburant et assurant l'apport d'énergie calorifique grâce à des réactions exothermiques ;
- une succession d'étages *turbine*, assurant une partie de la détente des gaz brûlés, et permettant de récupérer l'énergie mécanique entraînant les compresseurs ;
- une tuyère de sortie, achevant la détente des gaz.

Pour un système de type turbopropulseur ou turbomoteur (moteur d'hélicoptère), l'énergie transmise au fluide est intégralement ou presque récupérée par des turbines et convertie en énergie mécanique afin d'entraîner une hélice ou un rotor.

### 2.1.2 Chambre de combustion

La chambre de combustion (cf figure 2.2) doit satisfaire certaines contraintes, poussant les motoristes à une recherche active d'innovations. Son encombrement et son poids doivent être minimum, imposant l'utilisation de matériaux à la fois légers et résistants. La température des gaz en sortie de chambre doit être suffisamment basse pour garantir la bonne tenue en température des étages de turbine situés en aval. Les émissions d'espèces polluantes, telles que les oxydes d'azote  $NO_x$  ou le monoxyde de carbone  $CO$ , doivent être les plus basses possibles afin de satisfaire à des normes environnementales de plus en plus draconiennes. L'allumage du moteur doit également être garanti aussi bien pendant la phase de décollage que dans le cas d'un ré-allumage du moteur suite à son extinction en vol.

Il existe une grande diversité d'architectures de chambre de combustion. Les premiers modèles développés étaient constitués d'une série de chambres tubulaires, disposées autour de l'axe moteur. La chambre de forme annulaire (cf figure 2.3) est actuellement la configuration la plus répandue, car permettant de minimiser le volume du moteur. Enfin, la configuration dite turbo-annulaire est un système mixte, constitué d'un ensemble de chambres tubulaires confiné dans une enveloppe annulaire.

Pour une chambre annulaire classique, en sortie du compresseur, le flux d'air frais pénétrant

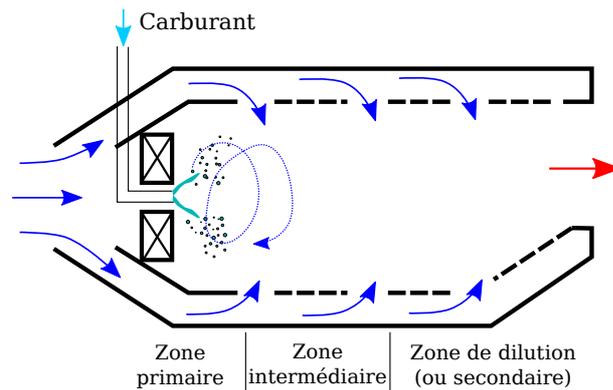


FIGURE 2.2: Schématisation d'une chambre de combustion.

FIGURE 2.3: Photographie d'une chambre de combustion annulaire, d'après [Mongia \(2004\)](#).

dans la chambre se répartit de la façon suivante :

- alimentation des systèmes d'injection, assurant le mélange carburant/comburant le plus homogène possible à proximité du gicleur ;
- languettes de refroidissement et multi-perforations réparties le long de la paroi du tube à flamme, et permettant d'améliorer sa tenue en température ;
- trous primaires, assurant un apport en comburant supplémentaire pour la flamme, afin d'achever la combustion des imbrûlés ;
- trous de dilution, achevant le refroidissement des gaz brûlés.

Afin d'améliorer la stabilité de la flamme, l'air circulant via le système d'injection est imprimé d'un fort mouvement de giration (écoulement dit *swirlé*), grâce à un système de canaux agencés en vrille. Cet écoulement tourbillonnaire, en plus d'améliorer le brassage air/carburant, présente des zones de recirculation, ramenant une partie des gaz brûlés au niveau du système d'injection, et assurant la stabilité de la flamme.

L'augmentation de la longueur de la chambre de combustion améliore le refroidissement des gaz brûlés avant leur entrée au niveau de la turbine. Cependant, rallonger la chambre de combustion pénalise la compacité du moteur, paramètre clé pour des applications de type hélicoptère. Afin de diminuer cet encombrement, certaines chambres comportent un coude de retournement, permettant de conserver la longueur de parcours des gaz brûlés tout en diminuant la longueur de la chambre.

La réduction des émissions polluantes passe bien naturellement par une optimisation de la géométrie de la chambre. Les efforts entrepris dans cette voie ont donné le jour à plusieurs con-

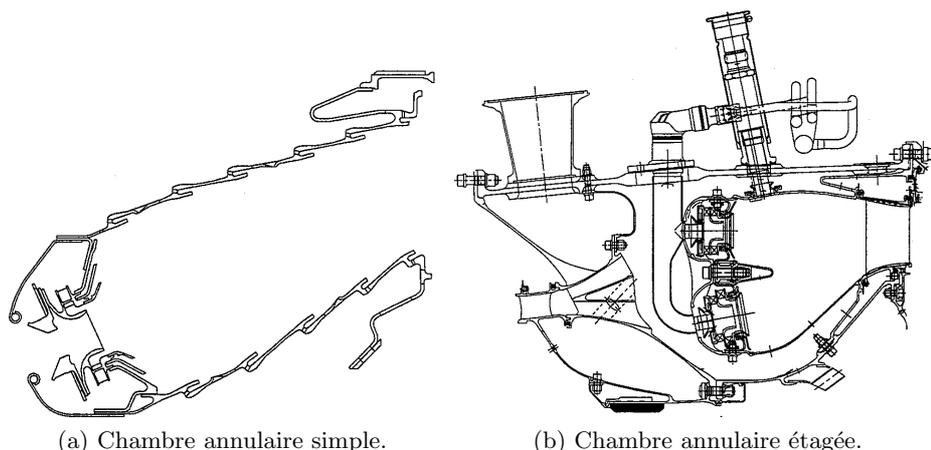


FIGURE 2.4: Schématisations de deux modèles de chambres annulaires CFM56, d'après [Mongia \(1998\)](#).

cepts. Par exemple, les chambres dites RQL<sup>1</sup> reposent sur le principe suivant : la combustion dans la zone primaire s'opère d'abord en régime riche (carburant en excès par rapport au comburant), suivi par une combustion pauvre. Une autre approche consiste à utiliser une chambre étagée, dite DAC<sup>2</sup> (cf figure 2.4). Ce type de chambre est constitué de deux étages : l'un assure la combustion pour les régimes nécessitant une puissance élevée (par exemple au décollage), le second est optimisé pour le régime de croisière. Sa conception est cependant plus complexe par rapport à celle d'une chambre annulaire simple.

### 2.1.3 Injection du combustible

Le combustible couramment utilisé pour les systèmes propulsifs aérobie est le kérosène, possédant un fort pouvoir énergétique et un point de congélation très bas. L'utilisation d'un carburant stocké sous forme liquide, par rapport à l'utilisation d'un carburant gazeux, permet d'éviter l'utilisation de réservoirs pressurisés lourds et encombrants, et de diminuer le risque d'explosion en cas d'accident. Le carburant est injecté de manière continue, par un ensemble de systèmes d'injection disposés circonférentiellement. Ce système pulvérise le carburant sous la forme de gouttes de petite taille, de manière à augmenter la surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ceci permet d'accélérer l'évaporation des gouttes et la formation de carburant gazeux disponible pour la combustion. Le processus d'atomisation du carburant se décompose en deux phases :

1. Le système d'injection génère une nappe liquide, qui va se déstabiliser pour former des ligaments et des gouttes de grande taille (phase dite d'atomisation *primaire*).
2. Les grosses structures formées sont pulvérisées en gouttelettes de petite dimension (atomisation dite *secondaire*).

La dispersion des gouttes ainsi formées au sein de la chambre permet d'assurer un mélange air/carburant le plus homogène possible.

---

1. Rich-burn/Quick quench/Lean-burn  
2. Dual Annular Combustor

Sans en dresser une liste exhaustive, plusieurs catégories de système d'injection peuvent être distinguées (Lefebvre, 1983). Par exemple, les systèmes dit à *effet de pression* (pressure-swirl atomizer) sont basés sur l'injection de carburant sous pression à travers un orifice de petite dimension. L'un des systèmes les plus communs est l'injecteur *simplex*, comportant une chambre à swirl, et générant un cône d'injection creux très ouvert (cf figure 2.5). Un autre système très répandu est l'atomiseur de type *air-blast*, pour lequel l'atomisation est assisté par un écoulement d'air à forte vitesse, un film liquide étant au préalable créé le long d'une surface annulaire.

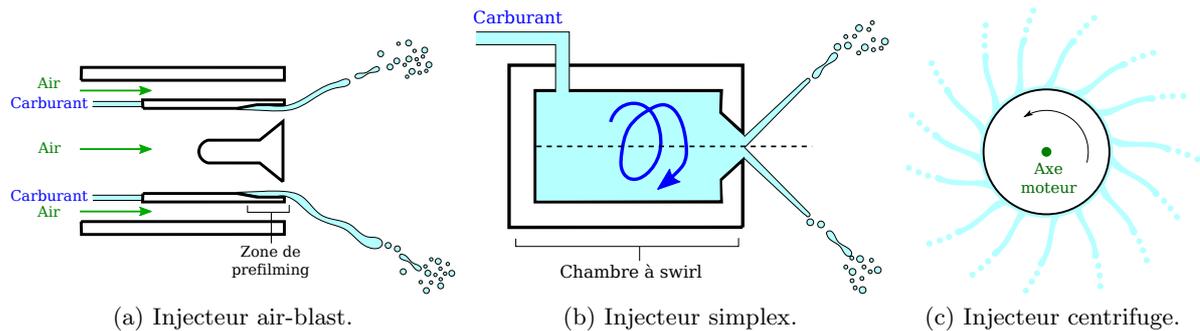


FIGURE 2.5: Principes des atomiseurs pressure-swirl, air-blast et centrifuge.

Un autre procédé consiste à injecter le carburant selon un ensemble de points disposés autour de l'axe de la chambre, et mis en rotation à haute vitesse pendant le fonctionnement du moteur. Ce système, de conception technique simple, permet de pulvériser les ligaments éjectés de manière assez efficace si la vitesse de rotation est assez élevée. Dans le cadre de la réduction des émissions polluantes, les injecteurs dits LPP<sup>3</sup>, ont été conçus pour brûler en régime pauvre du carburant partiellement vaporisé. Ces injecteurs font cependant encore l'objet de tests approfondis, la combustion en régime pauvre impliquant souvent des instabilités de combustion (Tachibana et al., 2007). Une autre technologie en développement, baptisée *injection multi-points*, repose sur l'injection de carburant à travers une multitude d'orifices disposés autour d'un injecteur pilote.

### 2.1.4 Chaîne d'allumage

L'allumage d'une chambre de combustion peut se définir comme le passage transitoire d'un écoulement carburant/comburant inerte, à un écoulement en combustion stable. Les réactions chimiques exothermiques mises en jeu lors de la combustion peuvent être initiées, soit par un apport d'énergie au mélange, soit par l'adjonction d'un catalyseur chimique ou d'un composé pyrophorique, ou encore en imposant des conditions de pression et température générant une inflammation spontanée (auto-allumage). Cette dernière solution est utilisée pour les moteurs diesel, en comprimant de façon cyclique le mélange combustible à l'aide d'un piston, mais n'est pas applicable pour les turbomachines. L'utilisation de catalyseurs pose également des problèmes de sécurité quant au stockage des composés chimiques, et les rend peu attrayants pour des applications moteur.

---

3. Lean Premixed Prevaporized

Actuellement, pour les turbomachines de type propulsif, le système d'allumage privilégié est la bougie à arc, qui permet de délivrer de façon efficace une quantité définie d'énergie par claquage électrique selon un petit volume de gaz, entraînant une élévation rapide de température. Il en résulte la formation d'un petit noyau très réactif, qui va être convecté au sein de l'écoulement. Le claquage électrique peut également être obtenu par focalisation d'un faisceau laser. Ce procédé offre la possibilité d'initier l'allumage depuis une zone quelconque de l'écoulement, contrairement au système de bougie qui est inévitablement placé au ras d'une paroi. Cependant, ce système n'est encore à l'heure actuelle réservé qu'à des études amont en laboratoire et sur prototypes.

Suite au dépôt d'énergie, l'allumage du foyer peut se décomposer en deux phases :

1. Le noyau chaud est convecté au sein de l'écoulement, s'expansant au fur et à mesure de son parcours, jusqu'à se stabiliser en aval d'un système d'injection proche. Afin d'assurer le bon déroulement de cette phase, la bougie est disposée dans une zone de recirculation latérale bien alimentée en carburant, et présentant des niveaux de vitesse faible.
2. La flamme va se propager de proche en proche aux secteurs voisins, jusqu'à occuper l'ensemble de la zone primaire. Cette phase peut être assistée au moyen d'injecteurs faisant office de relais.

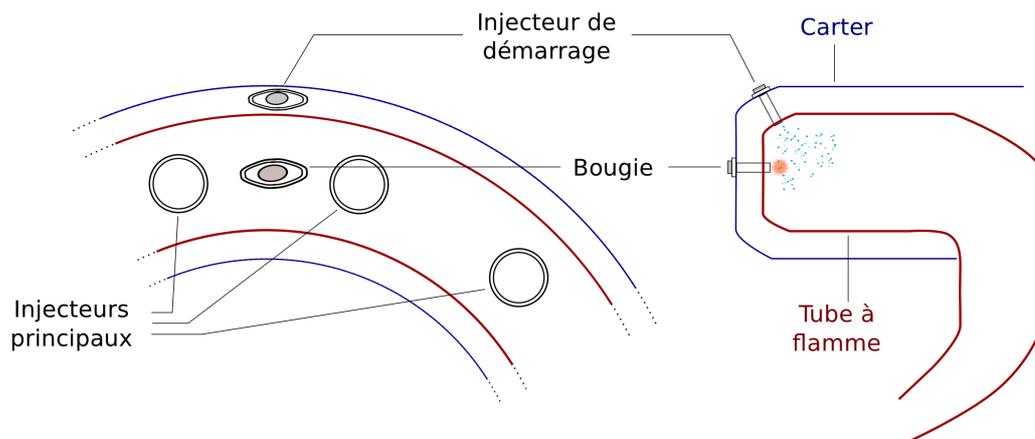


FIGURE 2.6: Schématisation du couple injecteur démarrage/bougie pour une portion de chambre annulaire coudée.

Pour un turboréacteur en phase de fonctionnement de croisière, la combustion dans la chambre est assurée par des injecteurs dits *principaux*. Ces injecteurs sont conçus pour fonctionner dans les plages de fonctionnement nominal du moteur, le compresseur assurant alors un débit d'air important et une pression élevée en entrée chambre. Cependant, pour certains systèmes d'injection, le régime de démarrage du moteur ne permet pas d'obtenir un allumage stable du brûleur. C'est le cas notamment pour les technologies d'injecteurs air-blast, présentant une mauvaise qualité de pulvérisation pour les bas régimes. Dans cette situation, une alternative couramment utilisée est d'amorcer la combustion à l'aide d'injecteurs dits *de démarrage*, et de déclencher les injecteurs principaux au cours de la montée en régime du moteur. La figure 2.6 présente un exemple de placement pour le couple injecteur-démarrage/bougie, pour une chambre annulaire coudée. Sur cet exemple, l'injecteur de démarrage est localisé entre deux brûleurs principaux.

## 2.2 Écoulements tourbillonnaires

La structure des écoulements giratoires est décrite en détail dans les articles de synthèse de [Lucca-Negro et O'Doherty \(2001\)](#) et [Syred \(2006\)](#), ce dernier traitant du cas particulier des chambres de combustion aéronautiques. Un écoulement possédant un mouvement giratoire suffisamment élevé présente un gradient de pression inverse selon l'axe de la chambre, entraînant l'apparition d'une zone de recirculation toroïdale, ou CRZ<sup>4</sup>. Ce phénomène est caractérisé par le nombre de swirl  $S$ , défini comme :

$$S = \frac{G_\theta}{R_e \cdot G_x} \quad (2.1)$$

avec  $R_e$  le rayon du jet,  $G_\theta$  et  $G_x$  les flux de moments angulaires et axiaux :

$$G_\theta = \int_0^{R_e} \rho (U_{g,\theta} \cdot r) U_{g,axi} \cdot 2\pi r dr \quad (2.2)$$

$$G_x = \int_0^{R_e} \rho U_{g,axi}^2 \cdot 2\pi r dr + \int_0^{R_e} P \cdot 2\pi r dr \quad (2.3)$$

Dans la plupart des cas, le terme de pression selon le flux axial est négligé. Une schématisation des champs de vitesse et de pression, caractéristiques de ce type d'écoulement, est montrée sur la figure 2.7.

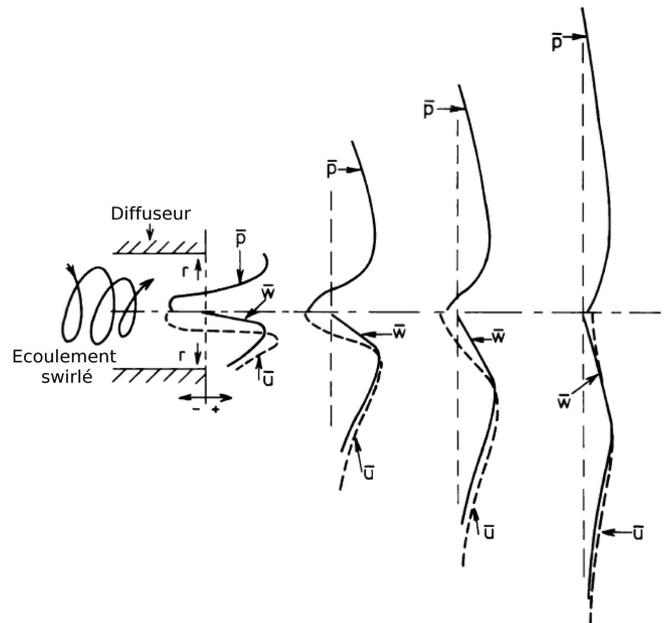


FIGURE 2.7: Évolution de la vitesse axiale  $\bar{u}$ , tangentielle  $\bar{w}$ , et champ de pression  $\bar{p}$  pour un écoulement swirlé, d'après [Syred \(2006\)](#)

L'effondrement du jet intervient pour un nombre de swirl  $S > 0.6$ . Ce phénomène s'accompagne quasi-systématiquement de l'apparition d'une instabilité hydrodynamique très énergétique, le *Precessing Vortex Core* (PVC). Il s'agit d'une large structure cohérente en forme de demi-hélice, animée d'un mouvement de rotation périodique autour de l'axe de l'écoulement. Sa

4. Central Recirculation Zone

fréquence caractéristique, de l'ordre du kilohertz, dépend principalement de la vitesse débitante des gaz. Le confinement de l'écoulement joue également un rôle important, et modifie notamment la forme de la zone de recirculation centrale. De plus, il entraîne la formation d'une zone de recirculation latérale, ou ERZ<sup>5</sup>.

Expérimentalement, la forme du PVC est très délicate à observer du fait de la nature instationnaire du phénomène, et de sa forme tridimensionnelle. De fait, des acquisitions planaires sont insuffisantes pour modéliser complètement une structure aussi complexe. Dans la plupart des travaux recensés, seule la fréquence de l'instabilité est mesurée par une analyse spectrale du signal de pression de la chambre. Cette forme particulière de l'instabilité est bien mise en évidence par un calcul LES. Par exemple, Roux et al. (2005) ont réalisé des simulations LES d'une chambre de combustion expérimentale, caractérisée au DLR<sup>6</sup> dans le cadre du programme européen PRECCINSTA. Des mesures de vitesse par technique LDV ont été réalisées pour valider le champ de vitesse de la phase gazeuse, et une analyse fréquentielle de mesures de pression ont permis d'identifier les fréquences liées aux modes acoustiques et au PVC. La forme du PVC peut être observée en isolant un iso-contour de basse pression (cf figure 2.8).

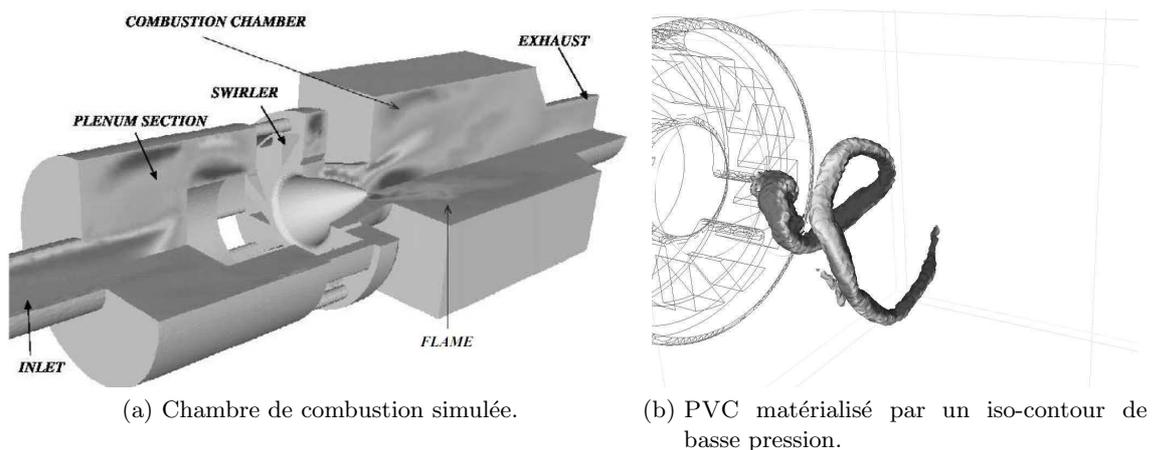


FIGURE 2.8: Visualisation du PVC d'après une simulation LES de Roux et al. (2005).

La structure du PVC a pu être observée expérimentalement pour la première fois par Valera-Medina et al. (2009). L'évolution du PVC étant périodique, la méthode proposée repose sur des acquisitions PIV<sup>7</sup> phasées en plusieurs sections de l'écoulement, déclenchées selon le signal d'une sonde fil-chaud. Les auteurs ont été ainsi capables de reconstituer le PVC ainsi que les limites de la zone de recirculation axiale. Cette étude a été menée pour un tourbillonneur, sans confinement, puis pour six enceintes de formes différentes. Selon la géométrie utilisée, la structure de l'instabilité est modifiée, et il est possible d'observer la formation d'une deuxième zone de recirculation centrale (cf figure 2.9).

5. External Recirculation Zone

6. Deutsches Zentrum für Luft

7. voir section 2.3.2.1

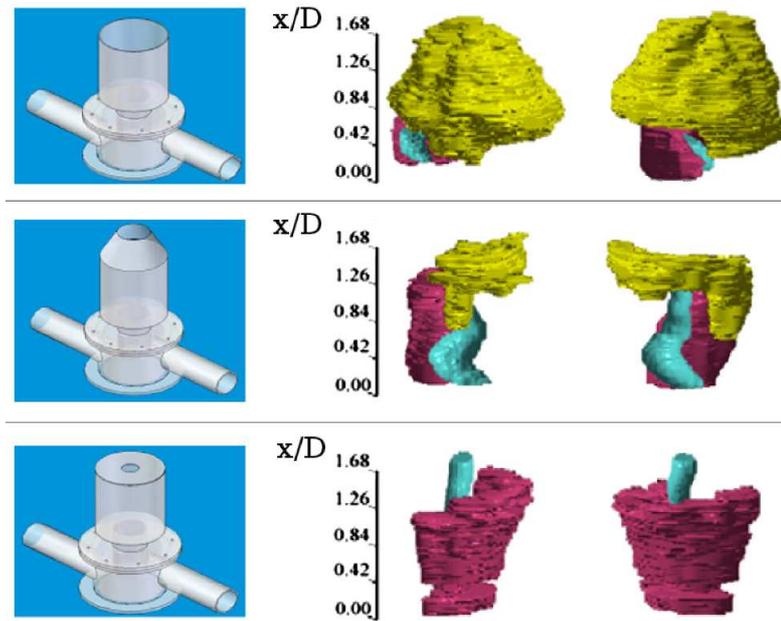


FIGURE 2.9: Caractérisation expérimentale de la forme du PVC (bleu) et des zones de recirculation centrale (violet et jaune) pour diverses enceintes de confinements, d'après [Valera-Medina et al. \(2009\)](#). Pour chaque enceinte, deux vues des structures sont présentées ( $x$  : abscisse longitudinale,  $D$  : diamètre du diffuseur).

## 2.3 Simulation numérique appliquée aux chambres de combustion

### 2.3.1 Méthodes numériques pour les écoulements diphasiques

Les écoulements diphasiques rencontrés au sein d'une chambre de combustion font apparaître une grande diversité de phénomènes physiques complexes : atomisation de la phase liquide, interactions des gouttes avec la turbulence, collisions entre les gouttes pour les écoulements denses, interactions avec les parois, combustion turbulente... La simulation de l'ensemble de ces phénomènes nécessite l'utilisation de codes de calcul multiphysiques mettant en jeu une grande diversité de modèles.

Le traitement de la phase gazeuse peut se faire selon trois approches, qui se distinguent par un niveau de discrétisation croissant des équations de Navier-Stokes, permettant de reproduire des échelles de la turbulence de plus en plus fines :

1. Simulation moyenne (RANS), calculant les valeurs moyennes pour l'écoulement, et modélisant l'ensemble du spectre de la turbulence.
2. Simulation aux grandes échelles (LES), calculant les grandes structures de la turbulence, et modélisant les petites échelles.
3. Simulation numérique directe (DNS), calculant l'ensemble des échelles de la turbulence.

Les méthodes RANS, moins gourmandes en ressources CPU, sont actuellement les plus utilisées dans un contexte industriel. La LES et la DNS sont encore réservées à une utilisation dans le cadre de travaux de recherche. Cependant, l'augmentation continue des capacités

des calculateurs a permis à certains industriels de débiter l'exploitation d'outils LES pour des calculs de production.

Pour les simulations de brouillard au sein des foyers de combustion, la phase liquide pulvérisée se présente sous la forme d'un nuage de gouttes dilué, et peut être modélisée comme un ensemble de gouttes sphériques, selon l'une de ces deux approches :

1. Méthode Euler-Lagrange : la phase liquide est traitée comme un ensemble de gouttes numériques convectées au sein de l'écoulement gazeux, chaque goutte représentant un nombre donné de particules réelles.
2. Méthode Euler-Euler : la phase liquide est traitée comme un milieu continu, selon un traitement similaire à celui de la phase gazeuse.

Le calcul de la phase liquide est réalisé en couplage avec celui de la phase gazeuse, afin de traiter les transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre les deux phases. On distingue plusieurs niveaux de couplage, selon la densité du brouillard : one-way coupling (couplage unilatéral de la phase gazeuse sur le liquide), two-way coupling (couplage bilatéral entre gaz et liquide) et four-way coupling (prise en compte des interactions entre gouttes).

## 2.3.2 Banques de données pour la validation des modèles numériques

### 2.3.2.1 Diagnostics optiques

La validation des codes de calcul nécessite de disposer de cas tests ayant fait l'objet d'une caractérisation expérimentale détaillée. Dans le cas des écoulements diphasiques réactifs, il s'agit de brûleurs académiques permettant la mise en œuvre de diagnostics non intrusifs. De nombreuses techniques optiques utilisées sont basées sur l'exploitation du phénomène de diffusion de la lumière par des particules, en utilisant une source de type laser. On peut lister entre autres :

1. Les techniques de vélocimétrie laser reposant sur l'exploitation de l'effet Doppler, afin de mesurer la vitesse de la phase gazeuse ou liquide. Les plus connues sont le LDA (ou LDV<sup>8</sup>), réalisant des mesures ponctuelles, ou la DGV (Doppler Global Velocimetry), permettant des acquisitions planaires.
2. Les techniques de vélocimétrie basées sur le principe de l'imagerie de particules, ou PIV (Particle Image Velocimetry). Comme pour la DGV, il est possible de réaliser des mesures de vitesse selon une section d'un écoulement.
3. Les techniques de granulométrie laser, conçues pour mesurer des tailles de gouttes. Actuellement, l'exemple le plus connu est le PDA (aussi identifié sous l'appellation PDPA ou PDI selon les constructeurs<sup>9</sup>), qui consiste en une extension du dispositif LDA. La technique ILIDS, ou imagerie par défaut de mise au point, est actuellement en développement.
4. Les techniques de mesure de température de gouttes, comme la technique ACG (Arc-en-Ciel Global) ou LIF (Fluorescence induite par Laser).

---

8. Laser Doppler Anemometry ou Laser Doppler Velocimetry

9. Phase Doppler Anemometry/Particle Analyzer/Interferometry

Le principe de la LIF peut également être appliqué à d'autres diagnostics. Par exemple, pour les écoulements en combustion, il est possible d'exciter certaines espèces réactives localisées dans le front de flamme à l'aide d'un plan laser, et de caractériser ainsi la structure de la flamme.

Ces techniques de mesure sont souvent délicates à mettre en œuvre sur des configurations complexes. Les cas d'études doivent donc présenter un compromis entre une géométrie simple, et une bonne représentativité des phénomènes physiques mis en jeu sur un brûleur industriel.

### 2.3.2.2 Cas tests pour la caractérisation d'écoulements réactifs

De nombreuses études ont été réalisées sur des brûleurs complexes, directement inspirés de configurations moteur, mais le plus souvent alimentés par du carburant gazeux. Pour citer quelques exemples, il est possible de se référer aux travaux de [T. S. Cheng et Chang \(1998\)](#), [B. Janus \(2007\)](#), [Olivani et al. \(2007\)](#) ou [Tummers et al. \(2009\)](#), qui présentent des caractérisations assez complètes d'écoulements réactifs monophasiques pour diverses maquettes mono-secteur.

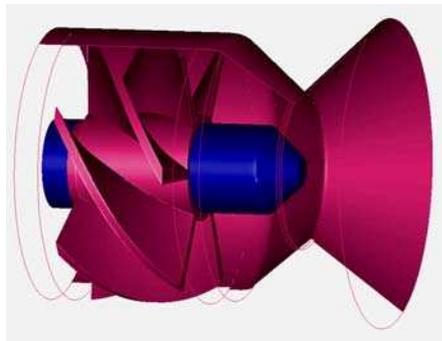
Les études portant sur des configurations semblables, mais pour un écoulement diphasique, sont un peu plus rares dans la littérature. Parmi les cas tests référencés, les travaux de [Widmann et Presser \(2002\)](#) ont porté sur la caractérisation expérimentale d'un spray de méthanol dans un écoulement swirlé. Le banc d'essai comporte une chambre de tranquillisation, un tourbillonneur simple vrille avec un angle ajustable, suivi d'une chambre de combustion équipée d'accès optiques latéraux. La vitesse de la phase gazeuse a été mesurée par technique PIV à trois composantes, et la vitesse et la granulométrie de la phase liquide par PDI à deux composantes. En outre, des mesures d'émissions polluantes ont été réalisées sur les gaz brûlés.

[Sommerfeld et Qiu \(1991\)](#) ont proposé une méthode permettant de mesurer la vitesse de la phase gazeuse en présence de la phase liquide au sein d'un écoulement swirlé. Le point dur de ce type de caractérisation est que les techniques de vélocimétrie laser reposent sur le suivi d'un traceur particulaire, capable de s'adapter à la vitesse de l'écoulement porteur sur un temps extrêmement court. Les gouttes de carburant sont détectées par ces systèmes, mais constituent de mauvais traceurs si leur inertie est trop importante. [Sommerfeld et Qiu](#) ont proposé d'utiliser un système PDA, en réalisant un filtrage sur le diamètre des particules. Ils ont ainsi pu séparer le signal issu de particules de plexiglas, utilisées comme traceur, de celui des gouttes de carburant. Les vitesses moyennes des gouttes de différentes tailles ont été comparées à celle de l'air, révélant une dispersion en vitesse importante selon leur diamètre. Une simulation LES de cette configuration a été réalisée par [Dinesh et al. \(2010\)](#), mais traitant seulement la phase gazeuse.

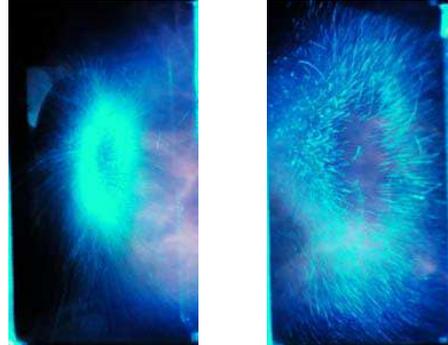
Sur une configuration très similaire, [Sommerfeld et Qiu \(1998\)](#) ont caractérisé un brouillard de carburant en évaporation dans un écoulement d'air chaud. La mesure simultanée des vitesses pour les deux phases n'a cette fois pas été possible. Les auteurs signalent que l'utilisation d'un traceur solide peut en effet modifier la dynamique de l'évaporation, en favorisant la coalescence des particules solides avec les gouttes.

Pour les écoulements diphasiques, peu d'études se sont focalisées sur des mesures de vélocimétrie en conditions réactives. Pour divers régimes de haute pression allant de 2.5 à 25bar, [Ikeda et al. \(2002\)](#) ont caractérisé par PDA un brouillard réactif dans un écoulement

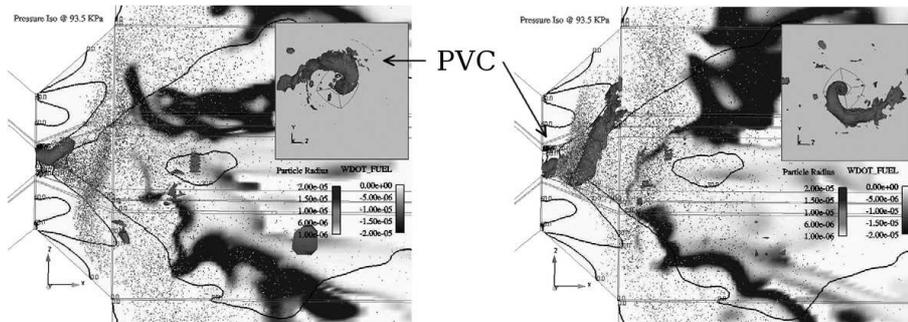
tourbillonnaire, en terme de taille et vitesse des gouttes. En complétant par des visualisations d'émissions des radicaux  $CH^*$ , les auteurs ont pu observer une diminution de l'angle d'expansion du brouillard et un allongement de la flamme avec une élévation de la pression.



(a) Schéma du système d'injection.



(b) Visualisations tomographiques du brouillard réactif, sections 5 et 15mm.



(c) Champs LES instantanés, d'après Patel et Menon (2005). Visualisation des gouttes, taux de réaction (noir) et iso-contour de pression (clair).

FIGURE 2.10: Représentation du système LDI, et visualisations tomographiques du brouillard réactif, d'après Cai et al. (2005).

Un autre montage de référence assez bien documenté a été étudié en collaboration par l'université de Cincinnati et la NASA<sup>10</sup>, afin de caractériser un nouveau système d'injection dit LDI (Lean Direct Injection) développé pour brûler un mélange pauvre. Ce système, représenté sur la figure 2.10, est composé d'un tourbillonneur suivi d'un convergent-divergent venturi, et d'un gicleur mécanique pour le carburant. Il a fait l'objet d'études par Cai et al. (2005). La caractérisation de la vitesse de la phase gazeuse a été réalisée en non-réactif par LDV et PIV, et en combustion par PDPA à deux composantes. Pour ce dernier cas, des particules d'alumine ont été utilisées comme traceur, et un filtrage sur la taille des particules a été opéré. Les vitesses et tailles des gouttes ont été mesurées également par PDPA en combustion. Des simulations LES de l'écoulement ont été menées sur cette configuration par Patel et Menon (2005) et Knudsen et Pitsch (2010). Le même type d'injecteur a été réutilisé afin de construire une maquette constituée de neuf systèmes d'injection voisins, étudiée expérimentalement par Fu et Jeng (2007), puis par simulation RANS par Dewanji et al. (2010).

Peu de travaux sur des maquettes multi-secteurs ont fait l'objet de publications. Les travaux de Read et al. (2002) portent sur la caractérisation d'un écoulement non-réactif dans un foyer

10. National Aeronautics and Space Administration

trisecteur industriel, redressé afin de ménager des accès optiques (cf figure 2.11). Le champ de vitesse a été mesuré par technique LDA, et le mélange entre les gaz issus du brûleur principal et des trous primaires a été mesuré en utilisant la diffusion de Mie, l'écoulement principal étant ensemencé au moyen de particules. Cependant, les auteurs se sont limités à travailler sur un écoulement gazeux non-réactif. Une autre étude a été réalisée par Yamamoto et al. (2010), pour un trisecteur non redressé. L'écoulement diphasique réactif a été caractérisé en terme d'émissions polluantes et de rendements de combustion afin de tester un concept d'injecteur étagé, mais sans caractérisation des champs aérodiphasiques au sein de la veine.

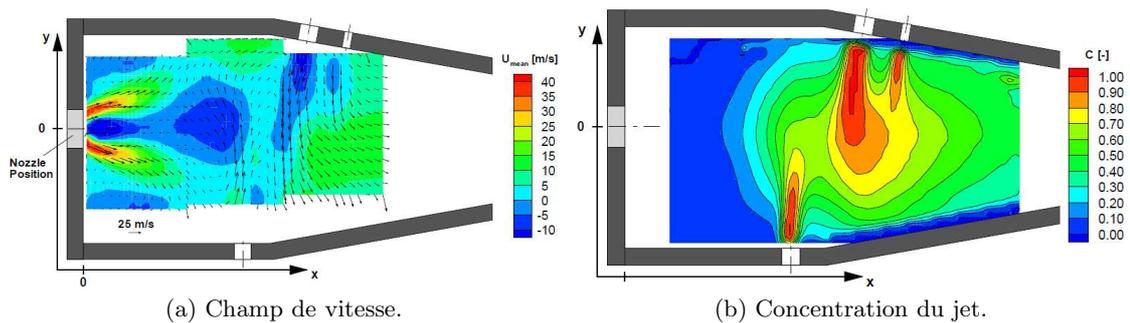


FIGURE 2.11: Chambre de combustion trisecteur caractérisée par Read et al. (2002) par LDA et diffusion de Mie (résultats pour une section longitudinale).

## 2.4 Allumage par dépôt d'énergie

### 2.4.1 Décharge d'énergie par bougie à arc électrique

Une bougie électrique est constituée de deux électrodes, aux bornes desquelles est imposée une tension suffisamment élevée pour provoquer la formation d'un arc électrique au niveau de l'entrefer (cf figure 2.12). Ce système est piloté par un circuit d'alimentation, conçu pour déclencher la bougie de façon périodique. Pour les moteurs à piston, ce circuit est de type inductif, l'énergie étant stockée dans une bobine, alors que les systèmes utilisés pour des applications aéronautiques sont de type capacitif à haute énergie (Truffin et Colin, 2010). Malheureusement, très peu d'études de ce type de système ont fait l'objet de publications, et leur comportement demeure encore mal connu. Le dépôt d'énergie peut se diviser en trois phases (Maly et Voguel, 1979) :

1. La phase de *claquage* (ou *breakdown*), correspondant à une montée brutale de la tension aux bornes des électrodes. Cette phase très brève (quelques nano-secondes) s'accompagne d'une montée de la température au niveau de l'entrefer, à un niveau de l'ordre de  $60000K$ . Ce volume de gaz chaud, à l'état de plasma, a une forme cylindrique, et les hautes températures entraînent une dissociation des espèces présentes. La phase de claquage s'accompagne également de la formation d'une onde de pression, qui va être rapidement évacuée.
2. La phase d'*arc*, correspondant au passage du courant à travers le plasma. Sa durée varie entre quelques microsecondes et une milliseconde.

3. La phase d'incandescence (ou *glow*), très lumineuse, d'une durée de quelques millisecondes, correspondant à une décroissance exponentielle du courant.

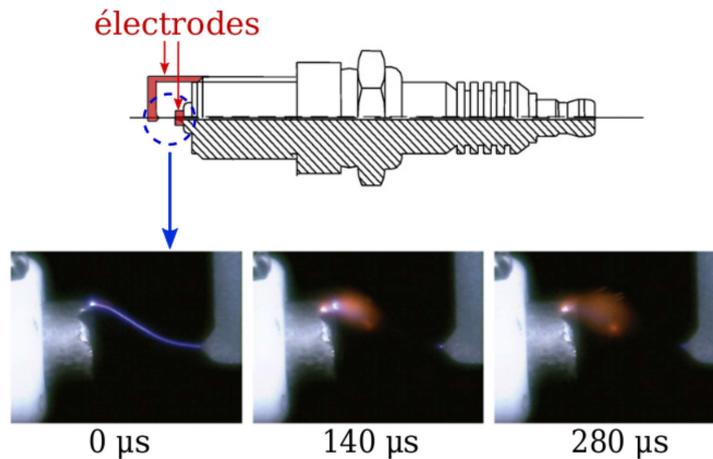


FIGURE 2.12: Schématisation d'une bougie à arc, et visualisation des phases d'arc électrique et d'incandescence, d'après Kawahara et al. (2009).

L'énergie fournie au circuit électrique est différente de celle effectivement convertie en chaleur pour le noyau, en raison d'une part d'une chute de tension au niveau des électrodes, et d'autre part de l'énergie perdue par le plasma par conduction thermique vers les électrodes et par transferts radiatifs. L'efficacité des transferts d'énergie varie énormément d'une phase à l'autre. Maly et Voguel ont calculé que le transfert d'énergie était le plus efficace pendant la phase de claquage, les pertes totales étant alors de l'ordre de 6%, contre 50% pendant la phase d'arc et 70% pour la phase d'incandescence, la plus grande part de l'énergie étant dissipée par conduction thermique. Ces pertes ont été évaluées à l'aide de mesures de tension et de courant aux bornes des électrodes et d'un bilan d'énergie. En outre, des visualisations par technique Schlieren de l'inflammation d'un mélange air/méthane ont permis de vérifier que la propagation du front de flamme sphérique était plus rapide si le transfert d'énergie par le mode de décharge était favorisé. Il est important de préciser qu'évaluer les pertes d'énergie d'une chaîne d'allumage demeure l'un des points durs pour la modélisation du phénomène.

Eisazadeh-Far et al. (2010) ont évalué l'énergie fournie au noyau à partir d'essais d'allumage réalisés pour un écoulement air/méthane (cf figure 2.13). À partir de visualisations par caméra rapide d'un dépôt dans de l'air pur et de mesures de courant et de tension aux bornes des électrodes, un bilan d'énergie et de masse est réalisé pour le noyau afin d'estimer l'évolution de son rayon et de sa température. Les auteurs estiment l'énergie déposée comme égale à  $\simeq 10-25\%$  de l'énergie électrique fournie, avec des pertes radiatives de l'ordre de 50%. Si les pertes totales sont du même ordre que celles trouvées par Mali, la part due aux pertes radiatives est ici beaucoup plus importante.

Pischinger et Heywood (1990) ont développé un modèle basé sur une approche 0D, simulant la croissance d'un noyau d'allumage au sein d'un écoulement laminaire. Ce modèle repose sur un bilan de masse et d'énergie du volume de gaz chauds. Les auteurs ont fait l'hypothèse, d'après des visualisations par technique Schlieren, que le noyau réactif se présentait comme un volume

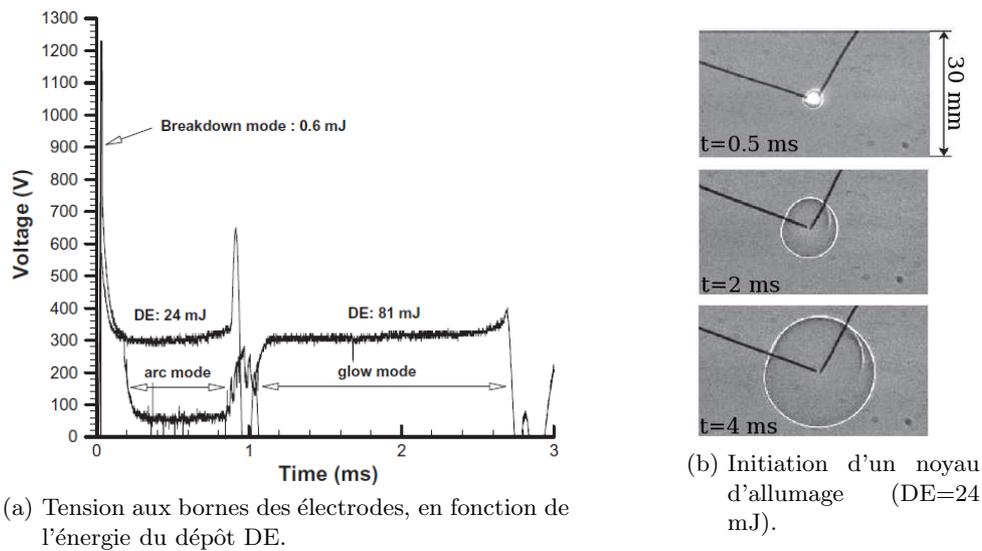


FIGURE 2.13: Évolution de la tension aux bornes des électrodes et visualisations d'un noyau d'allumage par ombroscopie, d'après [Eisazadeh-Far et al. \(2010\)](#).

de forme ellipsoïdale, l'orientation de son demi grand axe étant donnée par la vitesse locale de l'écoulement. Les pertes d'énergie par conduction thermique au niveau des électrodes sont prises en compte, en calculant leur surface de contact avec le noyau. En plus de la vitesse de l'écoulement, ce modèle nécessite la connaissance de la quantité d'énergie initialement déposée dans le milieu. L'écoulement est supposé laminaire, et la vitesse de flamme est calculée à partir de la température des gaz brûlés.

[Thiele et al. \(2000\)](#) ont simulé l'allumage d'un mélange air/méthane, en résolvant les équations de Navier-Stokes pour un système 2D cylindrique, prenant en compte un couplage avec les équations de Maxwell (équations de l'électro-magnétisme). Suite à la phase de claquage, le plasma est initialisé comme un cylindre de gaz chauds, permettant la circulation du courant électrique. L'intensité du courant permet de calculer un terme source pour l'énergie transférée vers le gaz. L'avancement pour la réaction chimique est calculé à l'aide d'une cinétique détaillée. Ce modèle permet de reproduire l'onde de choc générée par le claquage, ainsi que les pertes par dissipation thermique au niveau des électrodes, dont la géométrie est maillée. [Thiele et al.](#) observent que l'onde de choc a une influence prédominante sur l'ensemble de l'écoulement sur un temps très court, de l'ordre de  $5\mu\text{s}$ . Puis, la mise en place du noyau d'allumage se fait selon des mécanismes de diffusion, créant rapidement un noyau de forme sphérique.

Pour les systèmes inductifs, des visualisations rapides du dépôt d'énergie ont également mis en évidence un phénomène de claquages multiples ([Drake et Haworth, 2007](#)). Ceci est lié à un étirement de l'arc électrique, fortement déformé par la turbulence (cf figure 2.14). Cette déformation entraîne une augmentation de la tension aux bornes des électrodes, qui peut alors dépasser la tension seuil de claquage, et ainsi entraîner un claquage secondaire. [Drake et Haworth](#) observent également que la combustion est initiée le long de l'arc électrique par un ensemble de noyaux d'allumage, brûlant au niveau de zones riches en combustible. Cette observation est cohérente avec les conclusions de [Pischinger et Heywood](#) sur la forme du noyau, mais l'avancée des méthodes de mesure permet aux auteurs d'aller plus loin quant à l'analyse du phénomène.

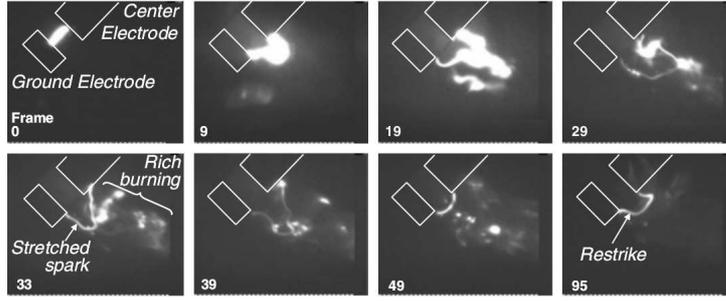


FIGURE 2.14: Visualisation d'une décharge d'énergie par bougie à arc pour un moteur automobile, taille de l'entrefer =  $1.25\text{mm}$ ,  $f_{acqu} = 60\text{kHz}$ , d'après Drake et Haworth (2007).

## 2.4.2 Paramètres critiques pour le dépôt d'énergie

### 2.4.2.1 Énergie minimum d'allumage

Le succès de l'allumage nécessite d'imposer à l'écoulement une énergie suffisamment élevée afin d'initier la combustion au sein d'un petit volume de gaz réactifs, via une élévation de la température. En considérant que le dépôt d'énergie présente la forme d'une sphère, ceci peut être traduit simplement en terme de temps caractéristiques. Il est nécessaire que la combustion soit amorcée au sein du noyau, avant que les pertes de chaleur n'aient abaissé la température des gaz en dessous d'un seuil critique. Pour un écoulement diphasique, ces pertes sont principalement dues à la diffusion de la chaleur à la surface du noyau, mais la combustion nécessite l'évaporation préalable d'une partie du carburant liquide, ce qui s'exprime finalement comme :

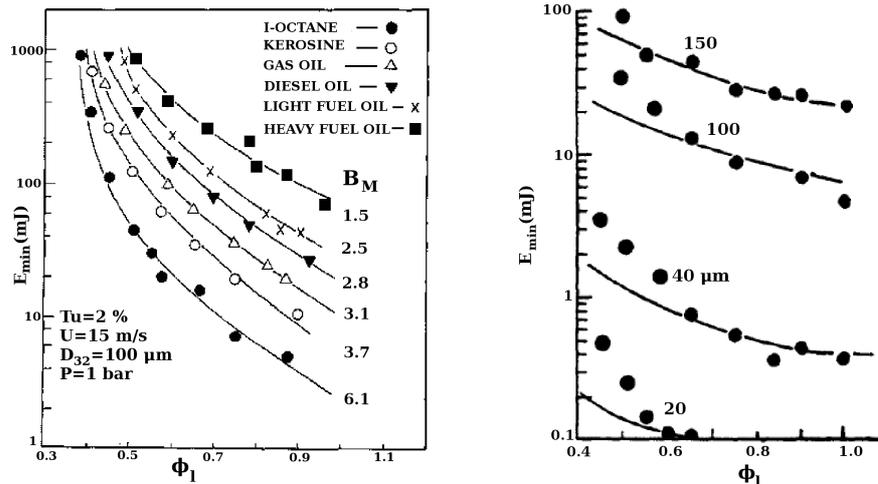
$$\tau_{\chi} + \tau_{\nu} \leq \tau_{diff} \quad (2.4)$$

$\tau_{\chi}$ ,  $\tau_{\nu}$ , et  $\tau_{diff}$  représentant les temps caractéristiques pour la chimie, l'évaporation du carburant, et la diffusion de la chaleur à la surface du noyau. Ce raisonnement constitue le point de départ d'un modèle analytique défini dans les travaux de Ballal et Lefebvre (1981b). Le temps caractéristique de diffusion de la chaleur dépend de la taille du noyau et de sa température, et donc de l'énergie déposée par la chaîne d'allumage. Selon cette analyse, les auteurs ont défini des corrélations permettant d'exprimer un diamètre critique  $d_q$  (diamètre de quenching) pour le noyau, ainsi qu'une énergie minimum d'allumage  $E_{min}$  :

$$E_{min} = c_{p_{air}} \rho_{air} \Delta T (\pi/6) d_q^3 \quad (2.5)$$

où  $\Delta T$  est la différence de température entre les gaz frais et la température des gaz brûlés pour un mélange stœchiométrique.

Ces corrélations ont été validées expérimentalement, en réalisant un ensemble d'essais selon une large gamme de conditions (cf figure 2.15). Le système d'allumage utilisé est une bougie électrique permettant un ajustement de la taille de l'entrefer. Les premières études ont été réalisées en utilisant un combustible gazeux, et en faisant varier le taux de turbulence de l'écoulement ainsi que les proportions carburant/comburant (richesse du mélange). Ce travail a également été étendu à l'allumage de brouillards pour divers types de carburant liquide. Les



(a) Influence de la composition du carburant.

(b) Influence du diamètre des gouttes.

FIGURE 2.15: Énergie minimum d'allumage d'après les résultats expérimentaux (symboles) et les corrélations (traits pleins) de [Ballal et Lefebvre \(1981b\)](#) ( $B_M$  : nombre de Spalding massique,  $Tu$  : taux de turbulence).

corrélations résumées dans le tableau 2.1 ont été proposées pour le diamètre de quenching.

La notion de diamètre critique pour l'allumage a également été étudiée par [Champion et al. \(1986\)](#), expérimentalement et numériquement, pour des écoulements laminaires et monophasiques. En utilisant une approche asymptotique, les auteurs définissent un diamètre critique correspondant au diamètre que posséderait une flamme sphérique respectant un équilibre entre réaction chimique et diffusion de la chaleur. Ce diamètre critique correspond au diamètre minimum que doit atteindre la flamme durant la phase de dépôt d'énergie afin de continuer à se propager. Il permet également de définir une énergie minimum pour l'allumage. Afin de valider cette approche, des études expérimentales ont été réalisées pour l'allumage d'un mélange air/méthane pauvre. L'ajout d'hydrogène au mélange, favorisant les transferts par diffusion, a également été testé, et diminue le diamètre critique. Ce diamètre critique n'a cependant d'influence sur l'allumage que dans le cas où sa taille est grande devant celle de l'entrefer.

[Vidal \(1996\)](#) a également étudié numériquement l'allumage des mélanges pauvres air/méthane, au moyen d'un modèle très similaire à celui présenté dans ce mémoire. Les équations de Navier-Stokes sont résolues pour un écoulement laminaire, sous l'hypothèse de symétrie sphérique. La combustion du méthane est calculée à l'aide d'un mécanisme cinétique détaillé. L'auteur a analysé l'évolution de l'énergie minimum d'allumage, en fonction de la taille et la durée du dépôt, la pression, la température ou encore la richesse du mélange. Ces résultats montrent que  $E_{min}$  et le diamètre critique diminuent avec une augmentation de la température. Une élévation de la pression se traduit par une diminution du diamètre critique, mais l'énergie minimum d'allumage évolue de manière plus complexe, certaines réactions intermédiaires étant favorisées selon les plages de pression. En fonction de la richesse, [Vidal](#) observe également un point optimum minimisant  $E_{min}$  et le diamètre de quenching pour un mélange à la stœchiométrie.

[Ko et al. \(1991\)](#) ont étudié expérimentalement l'allumage de mélanges pauvres air/propane,

Type de mélange	Équations
Homogène, non turbulent	$d_q = \frac{10\alpha}{S_L}$
Homogène, turbulence faible	$d_q = \frac{10\alpha^{0.5}(\alpha + 0.08\check{u})^{0.5}}{S_L - 0.16\check{u}}$
Homogène, turbulence élevée	$d_q = \frac{10\alpha}{S_T - 0.63\check{u}}$
Hétérogène, monodisperse , non turbulent , $\tau_c = 0$ , $\frac{m_{F,g}}{m_{F,l}} = 0$	$d_q = D \left[ \frac{\rho_{F,l}}{\rho_g \phi \log(1 + B_{M,st})} \right]^{0.5}$
Hétérogène, monodisperse , non turbulent , $\tau_c = \text{fini}$	$d_q = \left[ \frac{(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D^2}{\rho_g \phi \log(1 + B_{M,st})} + \left( \frac{10\alpha}{S_L} \right)^2 \right]^{0.5}$
Hétérogène, polydisperse , non turbulent , $\tau_c = \text{fini}$	$d_q = \left[ \frac{C_3^3(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D_{32}^2}{C_1\rho_g \phi \log(1 + B_{M,st})} + \left( \frac{10\alpha}{S_L} \right)^2 \right]^{0.5}$
Hétérogène, polydisperse , turbulence faible, $\tau_c = \text{fini}$	$d_q = [1 + 0.08\check{u}d_q/\alpha]^{0.5} \left[ \frac{C_3^3(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D_{32}^2}{C_1\rho_g \phi \log(1 + B_{M,st})(1 + 0.25C_2^{0.5}Re_{D_{32}}^{0.5})} + \left( \frac{10\alpha}{S_L - 0.16\check{u}} \right)^2 \right]^{0.5}$
Hétérogène, polydisperse , turbulence faible, $\tau_c = 0$	$d_q = [1 + 0.08\check{u}d_q/\alpha]^{0.5} \left[ \frac{C_3^3(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D_{32}^2}{C_1\rho_g \phi \log(1 + B_{M,st})(1 + 0.25C_2^{0.5}Re_{D_{32}}^{0.5})} \right]^{0.5}$
Hétérogène, polydisperse , turbulence élevée, $\tau_c = \text{fini}$	$d_q = \frac{0.32Pr(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D_{32}^{1.5}\check{u}^{0.5}}{Z\rho_g^{0.5}\mu_g^{0.5}\phi \log(1 + B_{M,st})} + \frac{10\alpha}{S_T - 0.63\check{u}}$
Hétérogène, polydisperse , turbulence élevée, $\tau_c = 0$	$d_q = \frac{0.32Pr(1 - \frac{m_{F,g}}{m_{F,l}})\rho_{F,l}D_{32}^{1.5}\check{u}^{0.5}}{Z\rho_g^{0.5}\mu_g^{0.5}\phi \log(1 + B_{M,st})}$

TABLE 2.1: Corrélations pour le diamètre de quenching, d'après [Ballal et Lefebvre \(1981b\)](#).  $B_{M,st}$  : nombre de transfert, ou nombre de Spalding, calculé en considérant des gouttes en combustion entourées d'un mélange à la stoechiométrie.  $\tau_c$  : le temps caractéristique de chauffage des gouttes.  $C_1, C_2, C_3, Z = C_1C_2^{0.5}/C_3^3$  sont des constantes.  $\alpha$  : coefficient de diffusivité thermique.

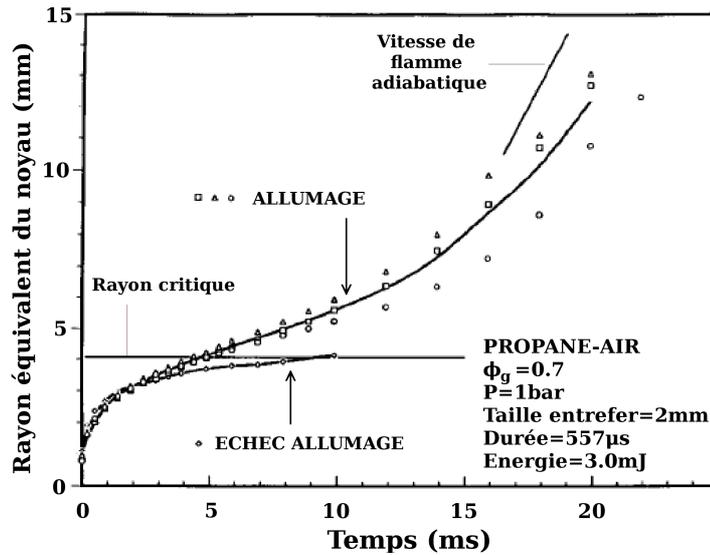


FIGURE 2.16: Évolution temporelle du rayon du noyau d'allumage pour un mélange pauvre air/propane, et rayon critique, d'après Ko et al. (1991).

en imposant une énergie proche de l'énergie minimum d'allumage. Les auteurs ont confirmé les résultats de l'analyse de Champion et al. Leurs résultats ont permis de calculer la vitesse de propagation du front de flamme sphérique, et ont montré que la vitesse de flamme augmentait lorsque le rayon du noyau dépassait le rayon critique. Pour certains cas, un temps de suivi suffisamment long permet de retrouver la vitesse de flamme laminaire.

L'allumage des écoulements turbulents prémélangés a été étudié expérimentalement par Shy et al. (2010). Les auteurs ont analysé l'évolution de l'énergie minimum d'allumage en fonction du nombre de Karlovitz turbulent  $Ka$ . Ce nombre, rapport entre le taux de dissipation turbulente et le taux de réaction chimique, s'exprime, en fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Reynolds turbulent comme :

$$Ka = \left( \frac{\tilde{u}}{S_L} \right)^2 (Re_T \cdot Pr^2)^{-0.5} \quad (2.6)$$

Contrairement au cas purement laminaire, l'énergie minimum d'allumage est ici définie comme l'énergie nécessaire pour obtenir une probabilité d'allumage de l'écoulement de 50%, afin de tenir compte du caractère probabiliste du phénomène. Cette analyse est complétée par des visualisations rapides du phénomène, montrant l'évolution du noyau. Selon le taux de turbulence, deux régimes distincts apparaissent : le régime de flammelette, pour lequel le noyau conserve sa cohérence et présente un front de flamme plissé, et le régime de combustion distribuée, le noyau étant alors dispersé par la turbulence en une multitude de flammèches. Les auteurs observent, pour une richesse et un nombre de Karlovitz donné, une hausse brutale de l'énergie minimum d'allumage, correspondant à un nombre de Karlovitz critique  $Ka_c$  (cf figure 2.17). Ce nombre de Karlovitz critique dépend cependant de la richesse du mélange gazeux. Cette étude propose également des corrélations permettant d'exprimer l'énergie minimum d'allumage  $E_{min,T}$  d'un écoulement turbulent, en fonction d'un nombre de Péclet  $PR_Z$  et de  $E_{min,L}$ , l'énergie minimum

pour le cas laminaire. Le nombre de Péclet représente ici le rapport de la diffusivité turbulente sur la diffusivité moléculaire pour un noyau sphérique. Ce nombre de Péclet s'exprime en fonction de la vitesse turbulente et de la taille de la sphère  $\delta_{RZ}$  :

$$P_{RZ} = \frac{\tilde{u} \cdot \eta_K}{S_L \cdot \delta_{RZ}} \quad (2.7)$$

La transition observée sur l'énergie minimum d'allumage est liée à l'échelle de Kolmogorov  $\eta_K$ , la plus petite échelle de la turbulence. Si cette échelle devient inférieure à la taille du noyau, ce dernier sera alors complètement dispersé par l'écoulement, augmentant grandement la surface d'échange avec les gaz frais, et donc les pertes par diffusion thermique.

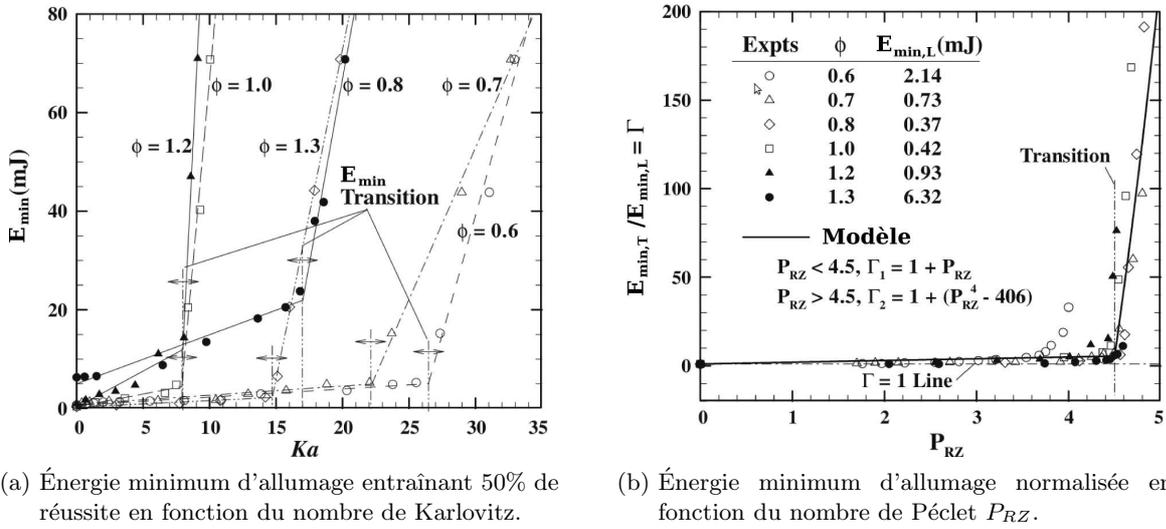


FIGURE 2.17: Énergie minimum d'allumage (50% de réussite) pour un écoulement turbulent air/méthane, d'après [Shy et al. \(2010\)](#).

### 2.4.2.2 Cas des mélanges diphasiques

Pour les écoulements diphasiques, [Aggarwal \(1987\)](#) a étudié numériquement l'allumage par une plaque plane chauffée d'un brouillard de carburant. L'auteur a testé l'évolution du délai d'allumage du mélange en fonction de la température de la source de chaleur, de la pression et de la richesse liquide. L'influence de la volatilité du carburant a également été analysée, en comparant les résultats obtenus pour du décane et de l'heptane, ainsi que l'influence du mécanisme réactionnel, pour des cinétiques à une ou deux étapes. Comme pour les résultats de Vidal, un optimum pour le délai d'allumage peut être identifié, en fonction de la pression et de la richesse en carburant liquide. La richesse liquide optimale pour l'allumage n'est cependant pas égale à la richesse liquide unitaire. En effet, la richesse liquide ne représente pas la richesse gazeuse disponible instantanément pour la combustion. Cette richesse gazeuse étant liée à la vitesse d'évaporation, l'optimum de richesse liquide évolue en fonction de la volatilité du carburant et de la taille des gouttes (cf figure 2.18).

Une étude numérique similaire traitant de la propagation d'un front de flamme laminaire au sein d'un brouillard a été réalisée récemment par [Neophytou et Mastorakos \(2009\)](#). Les auteurs

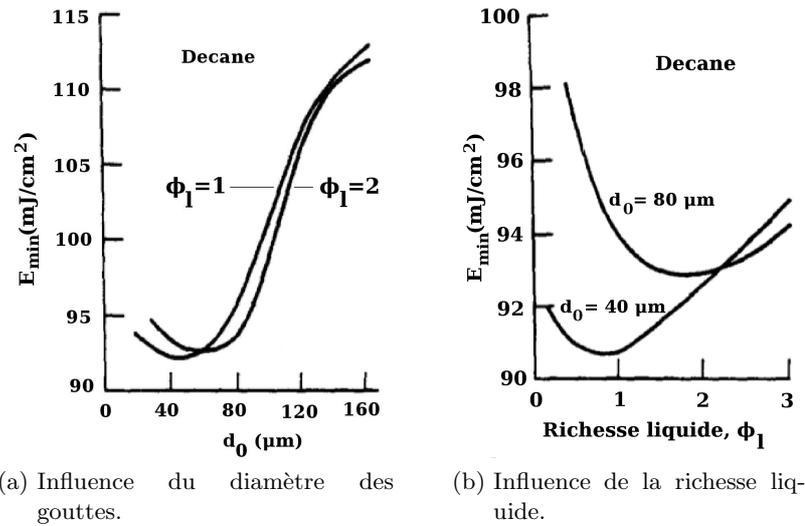


FIGURE 2.18: Énergie minimum d'allumage pour un brouillard de n-décane, en fonction de la richesse liquide  $\phi_l$  et du diamètre des gouttes  $d_0$ , d'après des simulations numériques de Aggarwal (1998).

ont analysé le lien entre la vitesse de flamme laminaire, la richesse liquide, et une richesse gazeuse effective calculée au niveau du front de flamme. Ces simulations prennent en compte une cinétique détaillée pour le n-heptane et le n-décane. Neophytou et Mastorakos montrent que pour des petites gouttes, l'évaporation étant très rapide, la relation entre richesse liquide et vitesse de flamme est très similaire au cas monophasique. Pour les plus grosses gouttes, cependant, l'optimum de richesse liquide est décalé vers une valeur plus élevée. L'évaporation des gouttes de carburant s'achève dans la zone de gaz brûlés, au sein de laquelle le fuel gazeux est pyrolysé. La diffusion des produits de cette réaction vers le front de flamme peut augmenter sa vitesse de propagation.

Numériquement, Greenberg (2007) a analysé l'influence du taux d'évaporation et de la traînée des gouttes sur la propagation d'un front de flamme sphérique, en proposant une équation sur l'évolution d'une flamme laminaire au sein d'un brouillard monodisperse. L'influence de l'évaporation est ici représentée par le nombre de Damköhler, rapport entre le temps caractéristique de l'écoulement et le temps caractéristique de l'évaporation. Les résultats de cette analyse montrent que l'augmentation du nombre de Damköhler et de la traînée des gouttes peut provoquer une extinction du noyau laminaire. Dans certains cas, la traînée des gouttes est liée à leur temps de séjour et à leur position initiale. Une hausse de la traînée induit donc une augmentation du temps de séjour, augmentant la dissipation de chaleur par évaporation au passage du front de flamme.

Plusieurs études de l'allumage d'un mélange diphasique turbulent ont été réalisées par DNS au sein du laboratoire Hopkinson, de l'université de Cambridge. Wandel et al. (2009) ont étudié l'allumage d'un brouillard de carburant monodisperse dans un écoulement turbulent. L'allumage est obtenu par un terme source en énergie distribué sur une durée  $t_{sp}$ . La réaction de combustion est modélisée par une cinétique globale à une étape. Trois paramètres ont été testés : le diamètre des gouttes, la richesse liquide, et le taux de turbulence. Leurs résultats ont montré qu'un

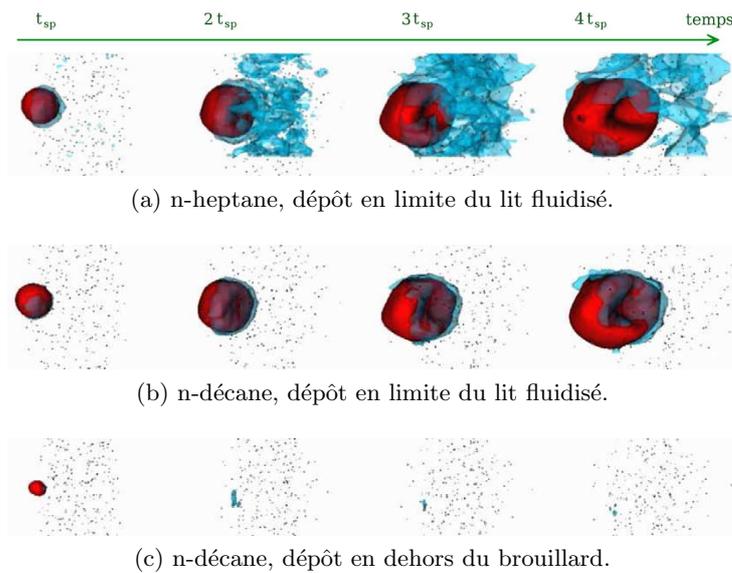


FIGURE 2.19: Simulation d'allumage DNS d'un lit fluidisé, d'après [Neophytou et al. \(2010\)](#), pour  $t = t_{sp}, 2t_{sp}, 3t_{sp}$  et  $4t_{sp}$  ( $t_{sp}$  désigne la durée du dépôt d'énergie). Iso-surface de température  $T = 0.5T_{ad}$  (rouge) et iso-surface de richesse gazeuse  $\phi_g = 1$  (bleu). (a) et (b) montrent l'influence de la volatilité du carburant sur la production de vapeur ; (c) présente un cas d'extinction.

diamètre de gouttes trop important ou une richesse trop faible pénalise l'allumage, en limitant la quantité de carburant évaporée disponible pour la combustion. Dans la continuité de ces travaux, [Neophytou et al. \(2010\)](#) ont étudié l'allumage par un dépôt d'énergie localisé en limite d'un lit fluidisé de gouttes de carburants (cf figure 2.19). L'étude paramétrique réalisée porte sur la taille des particules, la volatilité du carburant, la localisation du dépôt par rapport au brouillard, le taux de turbulence, ainsi que l'épaisseur de la couche de mélange entre l'écoulement d'air et le lit fluidisé. Pour ce cas spécial, le noyau d'allumage donne naissance à une flamme présentant une structure triple, montrant les caractéristiques d'une flamme de diffusion, et d'une flamme prémélangée, localement riche ou pauvre. Pour les cas où le dépôt d'énergie est réalisé à distance du lit fluidisé, la diffusion de la chaleur peut également entraîner l'inflammation du mélange. Une autre étude a été réalisée en utilisant une chimie détaillée par [Neophytou et al. \(2011\)](#) pour un brouillard de gouttes monodisperses de n-heptane et pour une richesse liquide unitaire. Les auteurs ont conclu que le succès de l'allumage était ici conditionné par le nombre de gouttes présentes dans le volume du dépôt d'énergie.

[Wang et Rutland \(2007\)](#) ont étudié par DNS l'allumage d'un brouillard de n-heptane dans un écoulement laminaire à 1500 K, afin d'étudier les mécanismes d'initiation de la flamme. Les auteurs ont pu observer la formation de zones d'allumage dans des régions plus pauvres, en périphérie du brouillard. D'après ces simulations, en fonction de la granulométrie du brouillard, l'allumage est piloté par des phénomènes diffusifs pour les petites gouttes, ou par l'évaporation pour des diamètres plus importants.

[Boyde et al. \(2011\)](#) ont étudié l'allumage de trains de gouttes monodisperses et coplanaires dans un écoulement d'air à faible vitesse, au moyen d'une bougie laser (cf figure 2.20). La propagation du noyau est observée par caméra rapide et par mesures PLIF simultanées pour le radical OH et le kérosène. D'après leurs observations, les gouttes localisées au sein du dépôt

d'énergie sont transformées en vapeur sur un temps de l'ordre de la microseconde, court devant le délai d'évaporation des gouttes injectées. Les auteurs expliquent ce phénomène par un processus d'atomisation secondaire des gouttes. En complément, des simulations d'allumage par méthode RANS de cette configuration ont également été réalisées. Le taux de réaction pour la combustion est calculé ici grâce à un modèle dit TFC<sup>11</sup>, ayant fait l'objet d'adaptations afin de traiter la combustion diphasique. Un module indépendant est utilisé pour modéliser l'énergie apportée par le plasma, permettant de calculer un délai d'allumage, le taux de dégagement de chaleur initial, ainsi que les conditions initiales pour le noyau. Les auteurs supposent que l'énergie apportée au mélange est répartie en deux contributions égales : l'une transmise au gaz, l'autre utilisée afin d'évaporer une partie du carburant liquide présent au sein du volume. Le dépôt d'énergie est alors modélisé en imposant une hausse de température selon un cylindre, dont les dimensions sont fixées afin de respecter le bilan d'énergie.

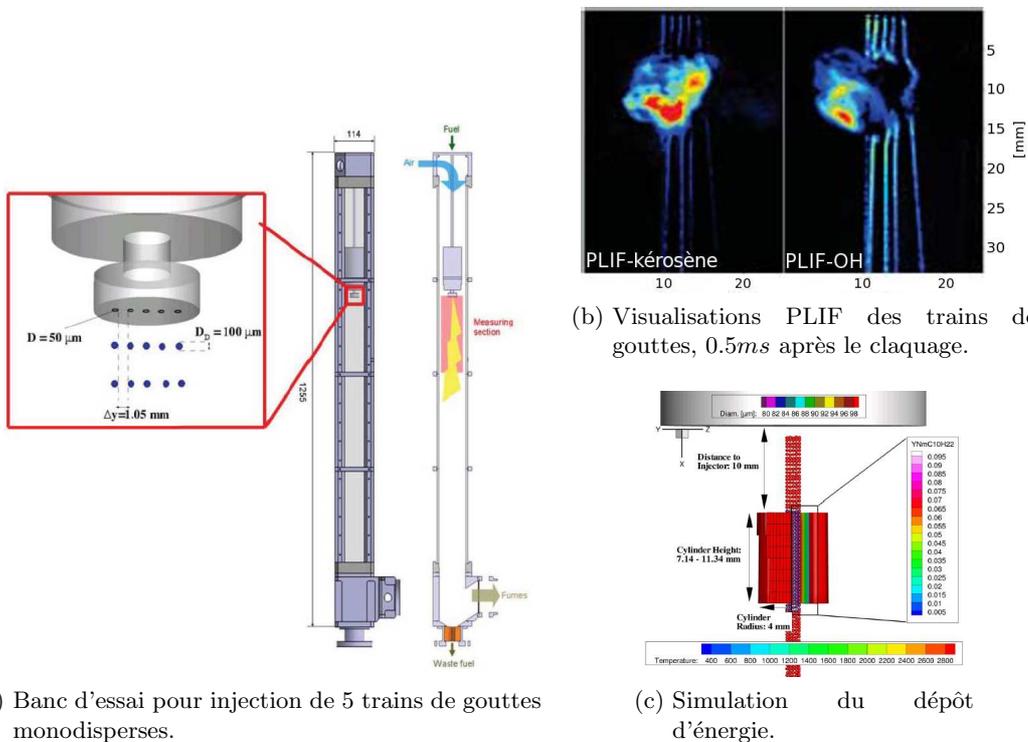


FIGURE 2.20: Allumage de cinq trains de gouttes monodisperses par bougie laser, d'après [Boyde et al. \(2011\)](#)

### 2.4.3 Modélisation du dépôt d'énergie

Les échelles caractéristiques de l'allumage, aussi bien spatiales que temporelles, sont pour la plupart d'un ordre de grandeur bien plus petit que celles résolues par des approches de type RANS ou LES pour le calcul d'une configuration moteur. Afin d'éviter le recours à un raffinement local du maillage, et limiter les temps de calculs, l'approche la plus simple consiste à faire appel à un module de calcul dédié, couplé aux solveurs employés pour les phases gazeuses

11. Turbulent Flame speed Closure Model

et liquides. Les modèles décrits dans cette section ont fait l'objet d'une intégration dans des codes de calculs multiphysiques, mais sont pour la plupart dédiés à des applications de type moteur à piston.

### 2.4.3.1 Approche de Yasar : couplage des équations de Navier-Stokes et des équations de Maxwell

L'approche proposée par Yasar (2001) consiste à réaliser un couplage des équations de Navier-Stokes et des équations de l'électromagnétisme. En combinaison avec des simulations RANS, elle permet de modéliser l'état de plasma, ainsi que le champ magnétique induit par le passage du courant dans l'arc. Par rapport aux travaux de Thiele et al., cette approche permet de calculer l'apport de quantité de mouvement dû au champ magnétique sur le gaz. Les pertes thermiques au niveau des électrodes ne sont cependant pas prises en compte, ces éléments n'étant pas maillés. En outre, Thiele et Yasar signalent tous deux que les corrélations pour les propriétés thermophysiques des espèces à très haute température, sont issues d'interpolations, pouvant ainsi fausser les calculs pour les premiers instants.

### 2.4.3.2 Modèle LI-CFM

Le modèle LI-CFM<sup>12</sup>, proposé par Boudier et al. (1992), combine une approche 0D pour les premières phases de l'allumage, avec un modèle de combustion dit ECFM<sup>13</sup> pour le calcul de propagation de flamme. Ce modèle de combustion repose sur l'hypothèse que les petites échelles de la turbulence sont plus grandes que la taille du front de flamme. Pour ce type de régime, la turbulence a pour effet de plisser le front de flamme, augmentant la surface d'échange entre les gaz frais et les gaz brûlés, ce qui entraîne une hausse de la vitesse moyenne de propagation du front de flamme. Le calcul du taux de réaction moyen repose sur le calcul d'une densité de surface de flamme  $\Sigma$ , résolue selon une équation de transport (FSD<sup>14</sup>). Le taux de réaction moyen s'exprime alors, en fonction de  $\Sigma$ , comme :

$$\bar{\omega} = \dot{\omega}_L \Sigma \quad (2.8)$$

avec  $\dot{\omega}_L = \rho_u Y_u S_L$  le taux de réaction pour un écoulement laminaire.

L'allumage est ici décomposé en trois phases successives (cf figure 2.21) :

1. Une phase d'expansion laminaire du noyau à pression constante, sur un temps  $t_1$  de l'ordre de  $0.1ms$ . Les auteurs supposent que durant cette période, la turbulence a peu d'influence sur la propagation de la flamme, l'énergie déposée étant grande devant l'énergie minimum d'allumage. En fonction de la vitesse de flamme laminaire et des paramètres physiques de l'écoulement, le modèle calcule alors le rayon  $r_1$  du noyau à la fin de cette phase.
2. Une phase d'expansion pseudo-laminaire, considérant le plissement de la flamme par la turbulence. L'évolution de la flamme est toujours calculée selon une approche 0D, selon

---

12. Laminar Ignition-Coherent Flamelet Model

13. Extended Coherent Flame Model

14. Flame Surface Density

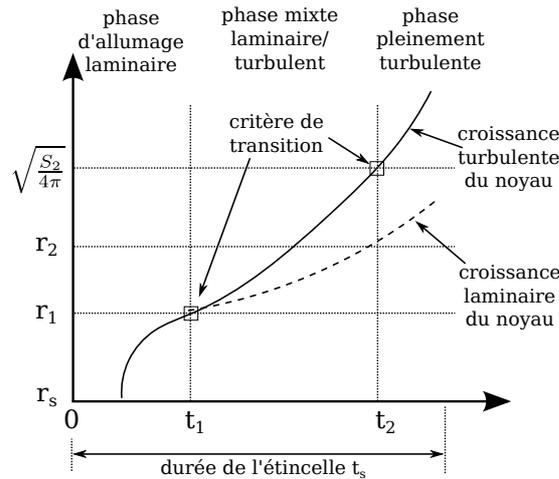


FIGURE 2.21: Schématisation du principe du modèle LI-CFM, d'après Boudier et al. (1992).

deux équations : une sur le rayon, considérant une croissance laminaire à pression variable, l'autre sur la surface de la flamme, prenant en compte le plissement par la turbulence.

3. Une phase pleinement turbulente, pour laquelle le plissement de la flamme devient important. Cette phase est calculée à l'aide du modèle de combustion ECFM après projection de la solution de la seconde étape sur le maillage. La transition entre les phases 2 et 3 s'opère lorsque l'étirement turbulent de la flamme  $K_t$  devient supérieur à l'étirement laminaire  $K_l$ , avec :

$$K_t = \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} \quad \text{et} \quad K_l = \frac{2}{r} \frac{\partial r}{\partial t} \quad (2.9)$$

La densité de surface de flamme  $\Sigma$  au début de cette étape est calculée en fonction de la surface du noyau  $S_2$  et de son rayon  $r_2$ , obtenus à la fin de l'étape n°2.

La seconde phase permet d'assurer une transition entre le modèle de propagation laminaire, et le modèle de combustion ECFM. Ce modèle a été validé par comparaison à des essais réalisés sur un banc instrumenté reproduisant un cylindre de moteur automobile.

### 2.4.3.3 Modèle DPIK

Le modèle DPIK<sup>15</sup>, présenté dans les travaux de Tan et Reitz (2006), modélise le front de flamme du noyau comme un ensemble de traceurs dans les instants consécutifs au claquage (cf figure 2.22). L'utilisation de ces traceurs permet de résoudre la propagation du front de flamme sur une échelle plus petite que la cellule du maillage. L'allumage est supposé isobare.

Lorsque la taille du noyau devient supérieure à un rayon critique, défini en fonction de l'échelle intégrale de la turbulence, une transition s'opère du modèle d'allumage à un calcul en combustion, basé sur une méthode level-set. Pour ce modèle, le front de flamme est représenté par une iso-surface  $G = 0$ ,  $G$  étant un scalaire positif dans les gaz frais, négatif pour les gaz brûlés.

15. Discrete Particle Ignition Kernel

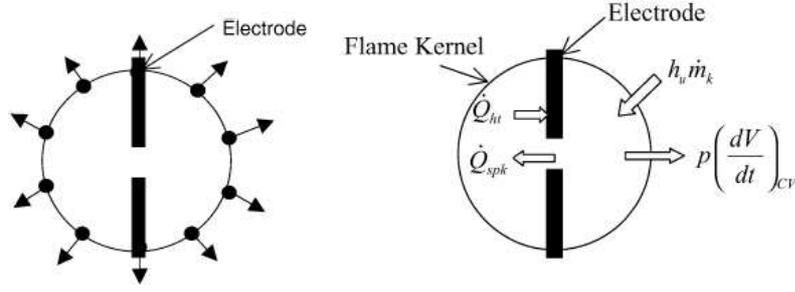


FIGURE 2.22: Schématisation du principe du modèle DPIK, d'après [Tan et Reitz \(2006\)](#). Le bilan d'énergie fait apparaître les termes  $\dot{Q}_{sp}$ , fournis par la dépôt, le gain d'énergie par combustion, les pertes par conduction thermique  $\dot{Q}_{ht}$  et par les forces de pression  $p \left( \frac{dV}{dt} \right)_{cv}$ .

Le déplacement des traceurs selon la direction radiale est calculé selon une équation prenant en compte la contribution de la combustion turbulente, ainsi que l'apport d'énergie par le plasma accélérant le mouvement du noyau.

$$\frac{\partial r_k}{\partial t} = \frac{\rho_u}{\rho_k} (S_T + S_{plasma}) \quad (2.10)$$

$\rho_u$  et  $\rho_k$  représentant respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés du noyau. La vitesse de flamme turbulente est calculée en fonction de corrélations. Le terme  $S_{plasma}$  est calculé à partir d'un bilan d'énergie sur le dépôt, en supposant un rendement global  $\eta_{eff}$  de 30%, l'énergie étant transférée de la bougie au gaz principalement pendant la phase d'incandescence.

$$\dot{Q}_{sp} - \dot{Q}_{ht} = \dot{Q}_{sp} \cdot \eta_{eff} \quad (2.11)$$

Ce qui donne :

$$S_{plasma} = \frac{\dot{Q}_{total} \eta_{eff}}{4\pi r_k^2 [\rho_u (U_k h_u) + p \frac{\rho_u}{\rho_k}]} \quad (2.12)$$

#### 2.4.3.4 Modèles AKTIM/AKTIMeuler/ISSIM-LES

Une autre famille de modèle a été développée au sein de l'IFPEN<sup>16</sup>, introduisant cette fois une modélisation du circuit électrique alimentant le système. Le modèle AKTIM<sup>17</sup> ([Duclos et Colin, 2001](#)) a été développé afin d'être utilisé en couplage avec un code de calcul RANS (cf figure 2.23). Il est constitué de quatre modules couplés, dont les fonctions sont :

1. Modélisation du circuit électrique et calcul de l'énergie électrique fournie à l'écoulement gazeux. La description concerne uniquement les circuits de type inductif. L'énergie totale délivrée pendant les phases de claquage et d'arc électrique  $E_{bd}$  est calculée en fonction de

16. Institut Français du Pétrole et Énergies Nouvelles

17. Arc and Kernel Tracking Ignition Model

la tension de claquage  $V_{bd}$ , de la taille de l'entrefer  $d_{ie}$ , et d'une constante  $C_{bd}$ .

$$E_{bd} = \frac{V_{bd}^2}{C_{bd}^2 d_{ie}} \quad (2.13)$$

Pendant la phase d'incandescence, le modèle calcule l'évolution de la tension  $V_{cg}(t)$  le long de l'arc électrique. Si  $V_{ie}$  est la tension aux bornes des électrodes :

$$V_{ie}(t) = V_{cf} + V_{af} + V_{cg} \quad (2.14)$$

$V_{cf}$  et  $V_{af}$  correspondant aux chutes de tension à la cathode et à l'anode. La tension  $V_{cg}$  dépend de la longueur de l'arc  $l_{spk}$ , de l'intensité du courant dans la partie secondaire du circuit électrique  $i_s$  et de la pression comme :

$$V_{cg}(t) = 40.46 l_{spk} i_s^{-0.32} p^{0.51} \quad (2.15)$$

2. Modélisation de l'arc électrique, comme un ensemble de traceurs Lagrangiens. Les particules sont convectées par l'écoulement, ce qui permet de modéliser l'allongement de l'arc électrique. L'allongement de l'arc entraîne également une augmentation de la tension aux électrodes, et peut ainsi entraîner un second claquage. Le modèle est ainsi capable de prévoir des claquages multiples.
3. Modélisation d'un ensemble de noyaux d'allumage par un ensemble de traceurs, chacun représentant un évènement d'allumage possible, et décrit par une masse de gaz brûlés et son énergie en excès  $E_K$ . Chaque particule reçoit initialement une énergie égale à  $E_K = 0.6E_{bd}$  pour les phases de claquage et d'arc, puis pendant les phases d'incandescence, une puissance de  $Q_e = V_{gc} i_s$ . Lorsque cette énergie dépasse une énergie critique, la masse de gaz brûlés est initialisée comme la masse de gaz frais contenue dans une sphère de rayon  $r_0$ .
4. Modélisation de la surface de la bougie comme un ensemble de particules fixes. Ceci permet de prendre en compte l'effet de la traînée générée par les électrodes, sans modification d'un maillage existant, ainsi que de modéliser les pertes par conduction thermique du noyau d'allumage.

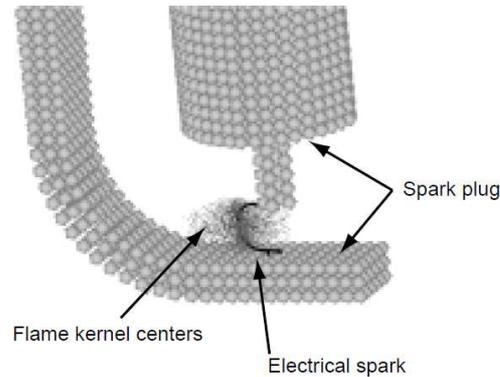


FIGURE 2.23: Schématisation du principe du modèle AKTIM, d'après [Duclos et Colin \(2001\)](#).

Un second modèle, adapté à des calculs LES, a été développé (Richard et al., 2007), en reprenant la description du circuit électrique proposée pour le modèle AKTIM. Ce modèle, baptisé AKTIMeuler, a été couplé au code de calcul AVBP, et utilisé en combinaison avec un modèle de combustion CFM-LES. Ce modèle de combustion, une adaptation du modèle ECFM, est basé sur deux équations couplées pour une variable de progrès  $c$  et la densité de surface de flamme  $\Sigma$ . La variable de progrès  $c$  est définie telle que  $c = 1$  dans les gaz brûlés et  $c = 0$  dans les gaz frais.

Contrairement au modèle AKTIM, la phase d'allumage n'est pas modélisée par un ensemble de traceurs. Suite au claquage, la taille du noyau est petite devant la taille du filtre LES, et l'évolution du front de flamme ne peut être calculée par les équations FSD. Un modèle 0D est utilisé afin de calculer l'évolution de la variable de progrès  $c$  dans les tous premiers instants, en supposant un noyau unique de forme sphérique. Le plissement de la surface du noyau par la turbulence est cependant pris en compte via un terme moyen pour la densité de surface de flamme. L'inconvénient de la modélisation 0D est que la masse de gaz brûlés représente un noyau unique, ce qui ne permet pas la simulation de claquage multiples.

Une évolution de ce modèle, baptisée ISSIM-LES<sup>18</sup>, a été proposée récemment par Colin et Truffin (2011). Par rapport au modèle précédent, le calcul est initié en déposant une sphère de gaz brûlés, de volume égal à celui du plasma cylindrique. La principale modification de ce modèle concerne le traitement de l'évolution du noyau dans les instants consécutifs au claquage. Cette phase est modélisée dès le départ au moyen d'une équation FSD modifiée pour prendre en compte des termes sources issus du noyau d'allumage. Cette adaptation permet de modéliser des claquages multiples pour des simulations LES.

#### 2.4.3.5 Modèle SparkCIMM

Le modèle SparkCIMM<sup>19</sup>, a été développé par Dahms et al. (2011) pour des simulations RANS. Il présente plusieurs similitudes avec le modèle AKTIM. Son principe est décrit en trois étapes :

1. L'étincelle est modélisée par un ensemble de traceurs, dont la position obéit à une équation de transport basée sur les grandeurs moyennes et fluctuantes de l'écoulement. Le long de l'arc, un modèle de flammelette permet de localiser des points permettant l'allumage de noyaux quasi-laminaires. Ces noyaux sont convectés si le nombre de Karlovitz turbulent, calculé selon l'échelle temporelle de la turbulence et de la réaction chimique, est inférieur à un. Dans le cas contraire, on considère que la diffusion turbulente dissipe l'énergie du noyau.
2. Chacun des noyaux laminaires est à son tour modélisé par un traceur Lagrangien, convecté par l'écoulement porteur. Chaque noyau est constitué d'une masse de gaz brûlés, et l'évolution de sa masse et de sa température est calculée en considérant un front de flamme sphérique se propageant selon la vitesse de flamme turbulente.

---

18. Imposed Stretch Spark Ignition Model

19. Spark Channel Ignition Monitoring Model

3. Lorsque le front de flamme, constitué de cet ensemble de noyaux, s'est suffisamment expansé, la combustion est résolue par un modèle de type Level-set.

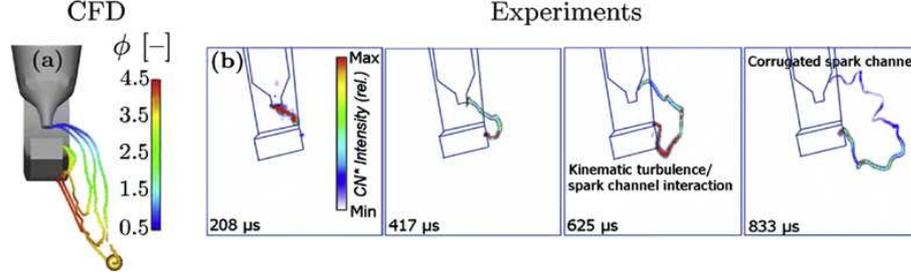


FIGURE 2.24: Comparaison d'une simulation du modèle SparkCIMM (a) à une visualisation de l'allumage (b), d'après Dahms et al. (2011). (a) montre l'évolution de l'arc électrique, coloré en fonction de la richesse. Un noyau d'allumage est créé (sphère jaune) dans une zone riche.

Pour chaque étape, la vitesse de flamme laminaire et l'épaisseur du front de flamme sont issus de données tabulées provenant de calculs réalisés avec une cinétique détaillée. Ce modèle reproduit qualitativement les visualisations par caméra rapide réalisées par Drake et Haworth (2007), comme le montre la figure 2.24. Comme pour ces visualisations, le modèle de flammelette prévoit la formation de noyaux d'allumage dans des zones riches de l'écoulement. De plus, à l'instar du modèle AKTIM, SparkCIMM permet de simuler des claquages multiples.

#### 2.4.4 Caractère probabiliste de l'allumage

Le succès de l'allumage d'un brûleur est conditionné par un ensemble complexe d'évènements. Pour un même niveau d'énergie et un même emplacement de bougie, l'expansion et la propagation d'un noyau d'allumage au sein d'un écoulement inerte sont conditionnées par les paramètres locaux rencontrés par la flamme, incluant la fraction massique de carburant, les pertes thermiques engendrées par l'évaporation, ou encore l'étirement de la flamme par la turbulence.

Expérimentalement, Ahmed (2006) a étudié l'allumage d'un écoulement air/méthane non-prémélangé, pour trois configurations différentes : un jet turbulent, un brûleur à contre-courant, et un brûleur de type *bluff-body* non-prémélangé. Plusieurs études paramétriques ont été réalisées en faisant varier la vitesse d'injection des gaz ainsi que la richesse en carburant. L'utilisation d'un support amovible pour la bougie a permis de réaliser des cartographies de probabilité d'allumage de l'écoulement  $P_{ign}$  très détaillées. Pour chaque position de l'allumeur, des statistiques ont été réalisées sur un ensemble de 50 claquages indépendants. La propagation de la flamme a été analysée d'après des visualisations par caméra rapide, ainsi que des visualisations PLIF-OH. Des mesures PLIF-acetone ont également permis de mesurer la fraction de mélange  $\xi$  au sein de l'écoulement. Cette fraction de mélange, pour un hydrocarbure de formule  $C_nH_m$ , se définit comme :

$$\xi = \frac{Y_C/(mM_C) + Y_H/(nM_H) + 2(Y_{O_2}^2 - Y_O)/(\nu_{O_2}M_{O_2})}{Y_C^1/(mM_C) + Y_H^1/(nM_H) + 2Y_{O_2}/(\nu_{O_2}M_{O_2})} \quad (2.16)$$

#### 2.4.4. CARACTÈRE PROBABILISTE DE L'ALLUMAGE

Les états 1 et 2 désignant respectivement le fuel pur et l'oxydant pur,  $\xi = 1$  dans du carburant gazeux pur, et 0 dans de l'air pur. Elle permet de définir un facteur d'inflammabilité du mélange  $F$  comme :

$$F = \int_{\xi_{pauvre}}^{\xi_{riche}} P(\psi) d\psi \quad (2.17)$$

avec  $\xi_{pauvre}$  et  $\xi_{riche}$  les fractions limites d'inflammabilité du mélange, et  $P(\psi)$  la PDF de la fraction de mélange. Ce facteur d'inflammabilité permet de caractériser la possibilité d'un allumage local de l'écoulement, mais pas la possibilité de propagation de la flamme au brûleur.

Pour les configurations du brûleur bluff-body et du jet turbulent, des mesures des vitesses moyennes et fluctuantes ont été réalisées par LDV. Ces résultats permettent de corrélérer le succès de l'allumage à la richesse locale, via le facteur de flammabilité, et au champ de vitesse de la phase gazeuse.

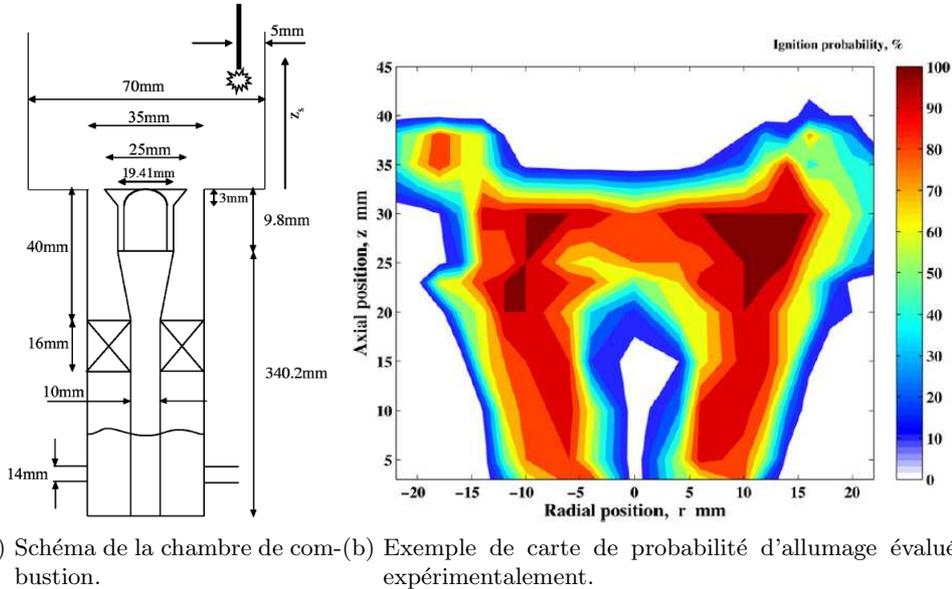


FIGURE 2.25: Banc d'essai pour l'étude de la probabilité d'allumage d'un spray de n-heptane, d'après [Marchione et al. \(2009\)](#).

La configuration du brûleur bluff-body est la plus proche d'un système d'injection industriel. L'écoulement autour du culot présente une zone de recirculation axiale, similaire à celle retrouvée au sein d'un écoulement giratoire, et l'utilisation d'une enceinte de confinement induit également la formation d'une zone de recirculation latérale. Le brûleur a été testé avec une injection d'air purement axiale, ou avec un angle de swirl de  $60^\circ$ . Le swirl permet d'accélérer le mélange air/carburant en augmentant le taux de turbulence, et élargit les plages de stabilité et d'allumage du brûleur. En outre, par rapport à l'injection purement axiale, la fraction de mélange est plus faible au sein de la zone de recirculation centrale, ce qui implique une probabilité d'allumage nulle dans cette zone. D'après ces résultats, l'allumage est favorisé dans les zones de recirculation pour lesquelles le mélange est proche des proportions stoechiométriques.

Dans la continuité des travaux de [Ahmed, Marchione et al. \(2009\)](#) ont étudié l'allumage

d'un écoulement diphasique sur la même configuration de brûleur *bluff-body*, mais en injectant cette fois du n-heptane liquide. Le champ de vitesse de la phase gazeuse et le diamètre des gouttes ont été mesurés par PDA, ainsi que la richesse totale (liquide + gazeuse) par technique FID<sup>20</sup>. La probabilité d'allumage au sein de la chambre a été évaluée selon la même méthode que Ahmed (cf figure 2.25). La topologie de l'écoulement diphasique est assez différente de celle précédemment étudiée pour le cas monophasique. Cependant, les conclusions de Marchione et al sont très semblables à celles de Ahmed quant à l'identification des zones favorables à l'allumage. En complément, les auteurs ont étudié l'allumage de la chambre au moyen d'une séquence d'étincelles continue, représentative d'une situation d'allumage réaliste. Le système de bougie est placé à proximité de la paroi, et déplacé longitudinalement par rapport à l'axe de la chambre. Pour chaque position, les auteurs ont calculé l'efficacité d'une séquence d'étincelle  $\eta_{ign}$  comme le pourcentage d'évènements entraînant un allumage de la chambre, et ce en fonction de la durée de la séquence. D'après ces résultats, l'allumage est optimisé au niveau de la section correspondant à la largeur maximale de la zone de recirculation centrale. Cette zone est en effet riche en carburant et permet une propagation à contre-courant de la flamme.

## 2.4.5 Modélisation de la phase de propagation de flamme

### 2.4.5.1 Simulations instationnaires de l'allumage d'un foyer

Les travaux réalisés sur les brûleurs présentés dans la section précédente ont fait l'objet de plusieurs études numériques. Le cas du brûleur bluff-body monophasique a été simulé par méthodes LES par Subramanian (2010). Plusieurs positions de bougie différentes ont été testées, permettant d'analyser des cas d'allumage du foyer et d'extinction du noyau. Les auteurs ont pu mettre en évidence les phénomènes d'extinction dus aux transferts thermiques avec la paroi (*wall quenching*) ou à l'étirement de la flamme, et ont confirmé les conclusions de Ahmed. Subramanian a pu vérifier que l'instant du dépôt d'énergie conditionnait le succès de l'allumage, mais le coût élevé des simulations LES n'a cependant pas permis aux auteurs de vérifier si la méthode permettait de bien reproduire la probabilité d'allumage, étant donné le nombre important de simulations nécessaires.

Le brûleur bluff-body diphasique a fait l'objet de simulations RANS bidimensionnelles réalisées par Richardson (2007), et Schroll (2009) (cf figure 2.26). La phase dispersée est dans les deux cas modélisée par une approche Lagrangienne. Leurs résultats reproduisent bien la plupart des tendances expérimentales, même si la simulation moyennée ne permet pas de reproduire la probabilité d'allumage.

En plus de tests sur des configurations académiques, quelques études numériques ont porté sur des chambres de combustion industrielles. Les deux cas présentés ici ont été réalisés au sein du CERFACS avec le code AVBP, code purement LES utilisant un formalisme Euler-Euler pour la phase liquide. Pascaud (2006) a réalisé un calcul d'allumage d'un secteur de chambre annulaire TURBOMECA. L'allumage est ici modélisé non pas au moyen d'un module indépendant, mais par un terme source en température. Boileau (2007) a réalisé un calcul d'allumage sur la chambre VESTA (démonstrateur Turbomeca), à l'aide d'un allumeur torche sous forme d'un jet d'air

---

20. Flame Ionisation Detector

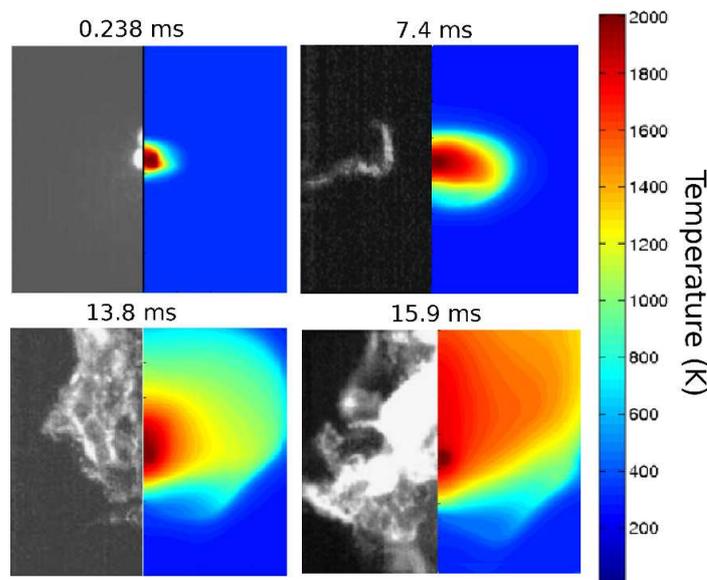


FIGURE 2.26: Séquence d'allumage d'un brûleur bluff-body alimenté en heptane, d'après Schroll (2009). Les visualisations expérimentales d'allumage sont comparées au champ de température calculé. Le dépôt d'énergie est réalisé selon l'axe de la chambre, au sein de la zone de recirculation centrale.

chaud. Le jet chaud simule la flamme générée par un injecteur de démarrage, ce qui permet de reproduire la phase de propagation de flamme aux injecteurs principaux. Cette simulation a été réalisée sur un secteur de chambre, puis pour une chambre annulaire complète (cf figure 2.27).

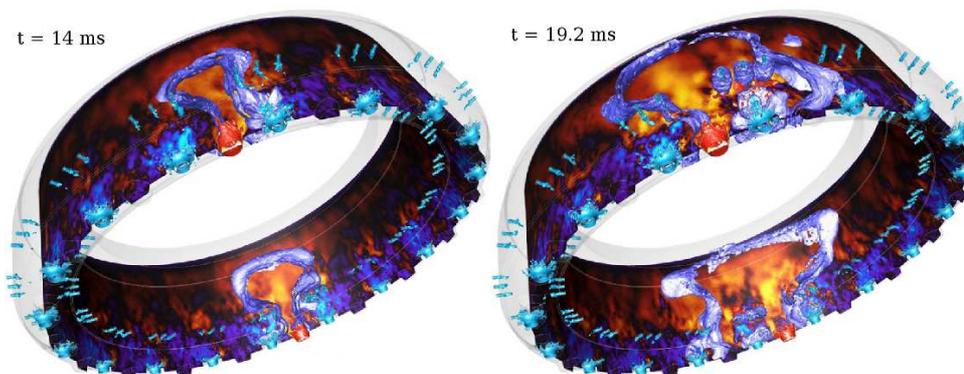


FIGURE 2.27: Simulation LES de la propagation de la flamme au sein d'une chambre annulaire, d'après Boileau (2007).

#### 2.4.5.2 Modélisation de l'allumage à partir d'un champ non-réactif figé

Le principal inconvénient d'une simulation instationnaire d'allumage est de nécessiter des ressources en temps CPU assez importantes. Or, la réalisation d'une étude paramétrique sur le placement du dispositif d'allumage, ou sur l'énergie délivrée au sein de l'écoulement, implique un nombre de calculs très important. À l'heure actuelle, les temps de restitution ne permettent pas la réalisation de telles études dans un contexte industriel. Une solution plus commode est de

déployer un ensemble de modèles ou de critères analytiques à partir d'un champ aérodynamique non-réactif, permettant de prévoir l'allumage de la chambre. Des travaux récents ont visé au développement de telles méthodes.

Richardson (2007) a développé un outil destiné à être utilisé à partir d'un champ moyen RANS. Comme pour le modèle AKTIM, un ensemble de noyaux d'allumage est modélisé par des traceurs lagrangiens, convectés au sein de l'écoulement. Le déplacement des traceurs est calculé selon un modèle de Langevin, correspondant aux équations suivantes :

$$dx_i = U_i^* dt - \tilde{S} \frac{\overline{U_{g,i}}}{|\overline{U_{g,i}}|} dt \quad (2.18)$$

$$dU_i = -\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}C_0\right)\frac{k}{\epsilon}(U_i^* - \overline{U_{g,i}})dt + (C_0\epsilon)^{0.5}dW_i \quad (2.19)$$

$\tilde{S}$  est la vitesse de propagation de la flamme, calculée en fonction de la richesse. Pour les écoulements monophasiques, une corrélation a été proposée afin de différencier les régimes de combustion turbulente prémélangée et de diffusion. Une tirage aléatoire est réalisé pour la variable  $dW_p$ . La température du noyau est initialement égale à la température adiabatique de flamme. Au cours de son parcours, si le noyau atteint une zone pour laquelle la vitesse de propagation de flamme est négative, les transferts de chaleur par diffusion turbulente entraînent une baisse de sa température. En notant  $T_u$  la température des gaz frais :

$$dT = -\frac{k}{\epsilon}(T - T_u) \quad (2.20)$$

Si le noyau atteint une zone pour laquelle  $\tilde{S} > U_{g,axi}$ , avant que sa température n'atteigne un seuil critique, alors l'allumage est considéré comme réussi. Le pourcentage de noyaux entraînant une inflammation du mélange permet de définir une efficacité d'allumage pour une position donnée.

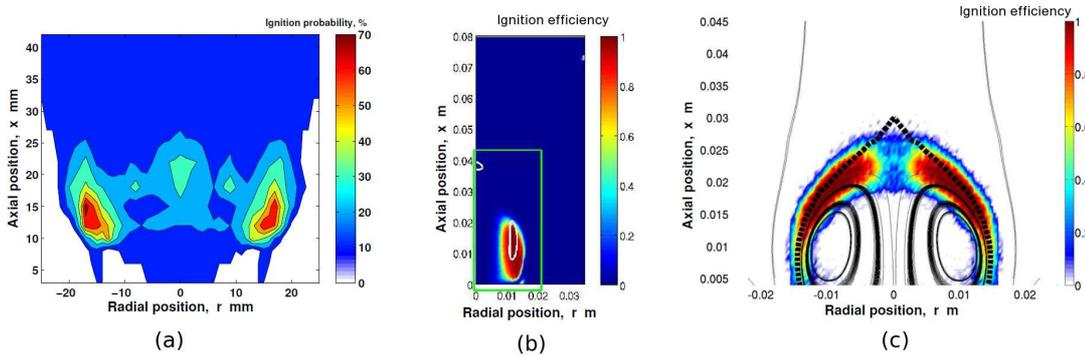


FIGURE 2.28: Exemple de carte de probabilité d'allumage mesurée par Ahmed et al. pour le brûleur bluff-body monophasique (a), comparaison aux calculs de l'efficacité d'allumage de Richardson (b) et Neophytou (c).

Neophytou (2010) a proposé une approche similaire à celle de Richardson, mais modélisant non pas un groupe de noyaux indépendants, mais une flamme par un ensemble de traceurs. Le domaine de calcul est divisé en cellules de volumes égaux, possédant un état froid ou brûlé.

Lorsqu'un traceur traverse une cellule, celle-ci passe de l'état froid à brûlé, et un nouveau traceur est émis. La trajectoire de chaque traceur est également calculée à l'aide d'un modèle de Langevin. Pour chaque itération, la survie d'un élément de flamme est vérifiée à l'aide d'un nombre de Karlovitz  $Ka_p$  défini comme :

$$Ka_p = 0.157 \left( \nu \frac{\ddot{u}^3}{l} \right)^{0.5} \frac{1}{S_L^2} \quad (2.21)$$

La vitesse de flamme laminaire est calculée en fonction de corrélations originales pour une flamme diphasique, valables pour l'heptane et le n-décane. À la fin d'une simulation, l'efficacité d'allumage est calculée comme le pourcentage de cellules possédant l'état brûlé au sein du domaine de calcul. Cet outil a été testé sur les brûleurs bluff-body et contre-courant monophasiques, ainsi que sur une configuration de chambre de combustion industrielle, montrant d'assez bon résultats. Les trajectoires de particules semblent reproduire qualitativement les visualisations d'allumage réalisées sur les cas tests. La figure 2.28 présente une comparaison des résultats de Richardson et de Neophytou à des données expérimentales. Ces approches offrent des résultats cohérents avec l'expérience, et encourageants quant au développement d'outils similaires.

Weckering et al. (2010) ont également proposé un outil basé sur un suivi de traceurs, mais adapté au traitement de simulations LES. Comme pour Richardson, un ensemble de noyau d'allumage est libéré au sein d'un écoulement non-réactif, et convecté par l'écoulement turbulent. Les traceurs sont libérés depuis la surface du noyau d'allumage, après que ce dernier ait subi une expansion sur un délai de 10ms (donnée expérimentale). La probabilité d'allumage est ensuite calculée en utilisant le pourcentage de noyaux convectés en amont de l'écoulement. Cet outil a été testé sur une simulation LES du jet air/méthane, caractérisé par Ahmed et al.. Cependant, contrairement aux travaux de Richardson et de Neophytou, aucun critère n'est proposé pour déterminer l'extinction d'un noyau d'allumage. De plus, cet outil suppose que le noyau conserve une forme sphérique sur les dix premières millisecondes, hypothèse qui ne sera pas forcément vérifiée pour de forts taux de turbulence.

## 2.5 Synthèse des travaux réalisés à l'Onera

Plusieurs études portant sur l'allumage des écoulements diphasiques ont été menées au sein de l'ONERA. Les travaux les plus conséquents ont été réalisés au cours de trois thèses successives, soutenues par Quintilla (2002), Ouarti (2004) et García-Rosa (2008), et sont articulés autour de deux composantes :

1. Étude expérimentale de l'allumage d'un brouillard sur une chambre de combustion mono-secteur, en vue de constituer une banque de données expérimentale pour la validation de codes de calcul multiphysiques.
2. Développement et validation d'outils pour la modélisation de l'allumage.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la continuité directe de ces thèses, dont l'état de l'art est présenté dans cette section.

## 2.5.1 Étude expérimentale de l'allumage

Quintilla et Ouarti ont réalisé des études sur une première chambre mono-secteur à section carrée, équipée d'un injecteur de kérosène de type airblast. L'installation était initialement basée en zone pyrotechnique, au centre du Fauga-Mauzac. Quintilla a réalisé une étude de l'allumage par caméra rapide et a analysé l'influence de la position de la bougie et de la richesse en carburant sur l'allumage, à la pression atmosphérique et à température ambiante. Une caractérisation de l'écoulement diphasique non-réactif et non confiné a été réalisée par LDA et PDPA. Par la suite, l'installation a été déménagée sur l'actuel banc MERCATO. L'installation d'une trompe d'aspiration a permis de réaliser les premiers essais d'allumage et de stabilité en dépression au cours de la thèse de Ouarti. Des mesures PDPA et LDA complémentaires ont également été réalisées.

Dans la continuité de ces travaux, García-Rosa a travaillé sur une configuration de chambre similaire, équipée d'un injecteur de type pressure-swirl. Le système d'injection, incluant le gicleur et une entrée d'air tourbillonnaire, a été conçu par TURBOMECA. Cette même configuration sera reprise pour notre étude, et sera référencée simplement selon la dénomination chambre mono-secteur. La seule différence avec la maquette actuelle est le retrait de l'injecteur, qui diffère de quelques millimètres

### 2.5.1.1 Caractérisation de l'écoulement de la maquette mono-secteur

García-Rosa a mis en œuvre sur la configuration mono-secteur divers diagnostics. En non-réactif, des mesures de vitesse de la phase gazeuse ont été réalisées par technique LDA, ainsi que des mesures de granulométrie et vélocimétrie du carburant par PDA. Des acquisitions PIV ont permis de caractériser la phase dispersée en conditions réactives et non-réactives. Le laser du dispositif PIV a également été utilisé afin de réaliser des acquisitions tomographiques du brouillard. Si ces acquisitions ont permis de caractériser la structure moyenne et instantanée du brouillard, il faut noter que la fréquence d'acquisition maximale possible pour ce système était de  $10Hz$ . Cette cadence d'acquisition s'est révélée très basse devant les fréquences caractéristiques de l'écoulement, et une caractérisation de la dynamique des gouttes s'est révélée impossible. Des essais d'allumage ont été réalisés afin de déterminer les conditions opératoires limites permettant l'allumage de la chambre. Sur cette base de données, des simulations LES ont été réalisées pour un écoulement à  $463K$  et à pression ambiante par Lamarque (2007).

Des campagnes d'essais complémentaires ont été effectuées dans le cadre du programme européen TIMECAOP-AE (Lecourt, 2008b). Plusieurs points de fonctionnement ont été étudiés à pression ambiante et pour une température de  $463K$ , en non-réactif. Les paramètres ont été choisis pour reproduire un écoulement en déprimé froid ( $T = 233K$ ,  $P = 0.5bar$ ), en travaillant à même masse volumique et même vitesse débitante. Le champ de vitesse de la phase gazeuse a été complètement caractérisé sur plusieurs traversées, situées à  $\{8,26,56,86,116\}mm$  de la sortie du système d'injection (mesure des trois composantes de vitesse, moyenne et RMS). La granulométrie et la vitesse des gouttes de carburant ont également été obtenues pour trois demi-traversées d'abscisse  $\{6,26,56\}mm$ . Ces résultats ont permis de montrer que les profils de vitesse pour la phase gazeuse étaient auto-similaires. Une normalisation par la vitesse débitante des gaz

en entrée de la chambre est ainsi possible.

Les fréquences caractéristiques de l'écoulement ont été mesurées à partir de signaux de pression obtenus par microphone, et de mesures vitesse par LDA. Les modes de résonance acoustique, ainsi que la fréquence de l'instabilité hydrodynamique PVC, ont ainsi été identifiés. La base de données ainsi obtenue a permis la validation de calculs LES réalisés par [Sanjose \(2009\)](#) et [Senoner \(2010\)](#). La figure 2.29 montre un exemple de simulation LES de Sanjose, mettant en évidence le couplage entre le PVC et la zone de recirculation centrale.

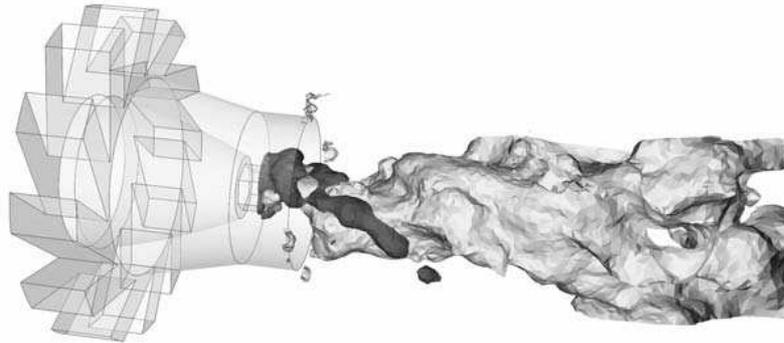


FIGURE 2.29: Visualisation du PVC (noir) et de la zone de recirculation centrale (clair) d'après une simulation LES de [Sanjose \(2009\)](#)

#### 2.5.1.2 Performances d'allumage de la maquette

Toujours dans le cadre du programme TIMECOP-AE, des essais d'allumage et d'extinction ont été réalisés sur une gamme très étendue de conditions opératoires à l'ambiante, en faisant varier les débits d'air et la richesse ([Lecourt, 2008a](#)). Les limites d'allumage à basse richesse ont été investiguées, ainsi que l'effet de la position de la bougie et de sa pénétration dans la chambre. La position de la bougie a une influence significative sur la richesse minimum nécessaire à l'allumage. Au contraire, la pénétration des électrodes au sein de la chambre n'a pas d'influence notable.

#### 2.5.1.3 Choix de conditions opératoires de référence

L'ensemble des essais réalisés avec la chambre mono-secteur entre 2005 et 2008 est synthétisé dans le tableau 2.2. Il apparaît qu'une grande diversité de diagnostics optiques a été mise en œuvre, mais pour des conditions opératoires différentes. Ceci s'explique par les difficultés inhérentes à chacune de ces techniques, qui ont obligé à des changements de conditions opératoires, parfois en cours de campagnes d'essais. Par exemple, l'utilisation du PDA est proscrite en environnement confiné à température ambiante, à cause d'un ruissellement important de carburant sur les hublots. Un autre point dur, signalé dans la littérature, n'a jusqu'à maintenant pas été traité. Il s'agit de la caractérisation de la phase gazeuse en combustion, mesure difficile à réaliser pour un écoulement diphasique.

La vocation de ces études est de constituer une banque de données expérimentale la plus complète possible pour la validation de codes de calculs dédiés à la simulation d'écoulements diphasiques réactifs. Le déploiement de différents diagnostics pour des conditions opératoires

	$P$ bar	$T_{air}$ K	$T_{kero}$ K	$Q_{air}$ g/s	$Q_{kero}$ g/s	Diagnostics
Non réactif <sup>1,a</sup>	1.0	463	285	15.0	1.0 - 2.0	LDA, PDA
Allumage <sup>a</sup>	1.0	285	285	26.0	3.0	PIV, Visu rapide, Tomographie
Allumage <sup>a</sup>	0.5	285	285	15.0	3.0	PIV, Visu rapide
Allumage <sup>a</sup>	0.5	233	233	15.0	?	Visu Couleur
Allumage & stabilité <sup>b</sup>	1.0	293	293	11.5 - 35	1.0 - 3.5	Visu rapide, Microphone
Non réactif <sup>b</sup>	1.0	463	293	6.6 13.2 19.8	0.45 - 0.9 0.6 - 1.2 1.0 - 2.0	LDA, PDI, Microphone

TABLE 2.2: Synthèse des essais réalisés sur la chambre mono-secteur par <sup>a</sup>García-Rosa (2008), dans le cadre du programme <sup>b</sup>TIMECOP (Lecourt, 2008a,b).

<sup>1</sup> essais réalisés sans la trompe d'aspiration

diverses est dommageable, car il oblige à multiplier des simulations complexes et coûteuses afin de valider un ensemble de modèles. Dans ce contexte, il a été décidé, en accord avec le CERFACS et TURBOMECA, que l'ensemble des études expérimentales réalisées au cours de cette thèse le serait pour un point de fonctionnement unique, qualifié de référence.

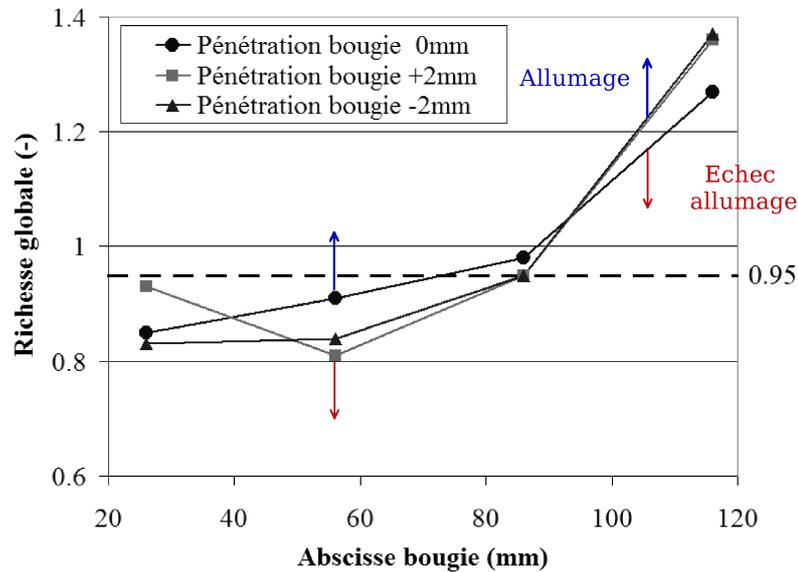


FIGURE 2.30: Limite d'allumage en basse richesse sur la configuration mono-secteur ( $Q_{air} = 35.05g/s$ ,  $P_a, T_a$ ), en fonction du positionnement de la bougie d'allumage, d'après Lecourt (2008a).

Ce point a été choisi en fonction des essais réalisés pour le programme TIMECOP-AE, et correspond aux conditions suivantes :  $Q_{air} = 35.05g/s$ ,  $P_a, T_a$ ,  $Q_{kero} = 2.25g/s$ , soit une richesse de 0.95. Ce choix de paramètres rend possible l'étude du positionnement de la bougie sur l'allumage (cf figure 2.30). Au commencement de cette thèse, deux autres campagnes d'essais ont été réalisées et ont permis d'enrichir la base de données existante. L'une porte sur une étude

statistique de l'allumage, l'autre sur des essais d'allumage par bougie laser.

#### 2.5.1.4 Essais complémentaires pour les conditions de référence

Cette section répertorie les études réalisées après 2008 pour les conditions opératoires de référence sur la maquette mono-secteur, incluant :

1. une étude statistique de l'allumage pour une position de bougie, permettant de valider le caractère probabiliste du phénomène (par exemple, dans le cas d'une simulation d'allumage instationnaire),
2. une campagne réalisée afin de tester une chaîne d'allumage laser, permettant de générer un dépôt d'énergie pour des positions éloignées des parois.

L'étude statistique de l'allumage a été réalisée par Andreas Lang et Renaud Lecourt, pour une bougie située à  $56\text{mm}$  du fond de chambre. À partir d'une série de 150 essais, des statistiques sur le nombre d'étincelles nécessaires pour un allumage réussi ont été établies<sup>21</sup>. Les résultats de cette étude sont présentés sur la figure 2.31.

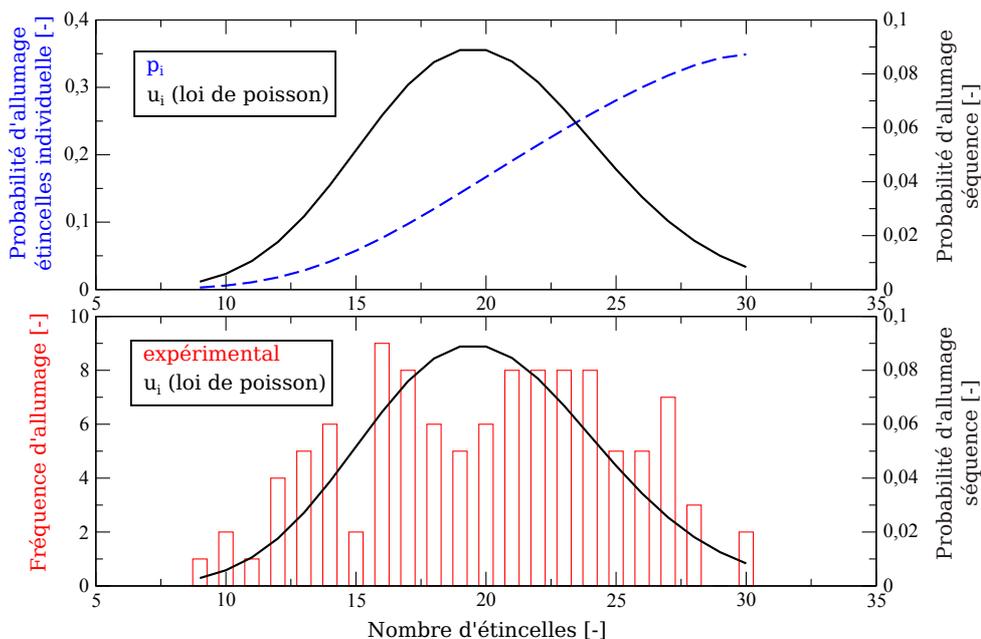


FIGURE 2.31: Statistiques d'allumage du foyer mono-secteur mono-secteur, bougie d'abscisse  $56\text{mm}$ , d'après Lang et al. (2010).

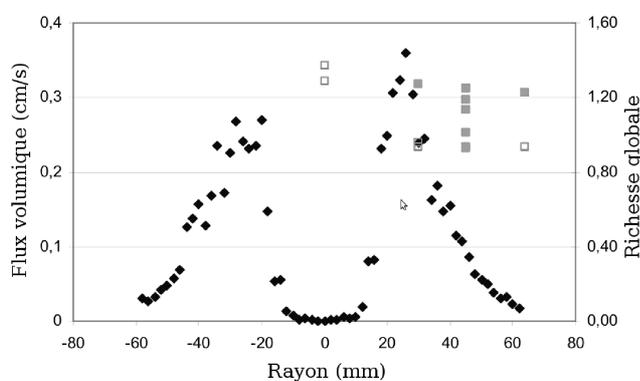
Pour chaque essai, l'allumage est réalisé par une séquence de 30 étincelles. Le numéro moyen de l'étincelle entraînant l'allumage est de 20. Lang a testé plusieurs lois standards afin d'approcher au mieux la probabilité d'allumage  $u_i$  ( $i$  est le nombre d'étincelles avant allumage), en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. La meilleure s'est révélée être la loi de Poisson, adaptée pour traiter les paramètres discontinus. Cette probabilité  $u_i$  désigne le succès de l'allumage pour une séquence au bout de la  $i^{\text{ème}}$  étincelle. À partir de ces données, il a également estimé la probabilité  $p_i$  qu'une étincelle provoque l'allumage, l'étincelle étant considérée indépendamment des autres événements de la séquence. Cette probabilité  $p_i$  tend vers

21. sur ces 150 essais, 110 ont pu être exploités pour en déduire des statistiques

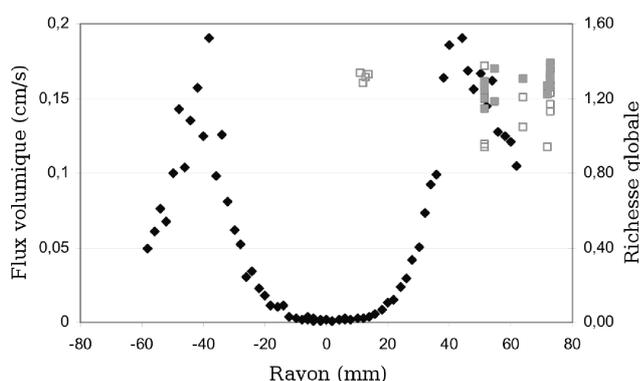
37% (cf figure 2.31). Elle s'exprime en fonction de  $u_i$  comme :

$$p_i = \frac{u_i}{1 - \sum_{j=1}^i u_j} \quad (2.22)$$

Les tests d'allumage par bougie laser ont été menés dans le cadre d'un projet issu d'une collaboration entre le CPMOH<sup>22</sup> et TURBOMECA, pour la mise au point d'une chaîne d'allumage innovante (Lecourt, 2009). Le dépôt d'énergie est effectué en focalisant un laser infrarouge. Les investigations ont été réalisées sur des demi-traversées situées aux abscisses 26 et 65 mm (cf figure 2.32). Nous noterons que quelques essais ont été réalisés avec une richesse un peu plus importante que pour les conditions opératoires du point de référence. Les résultats, superposés aux courbes de flux volumiques obtenues par PDI, ont montré que l'allumage était favorisé en périphérie du spray. Au niveau de la zone de recirculation centrale, la richesse en carburant est insuffisante pour permettre l'allumage du foyer.



(a) Section 26mm.



(b) Section 65mm.

FIGURE 2.32: Essais d'allumage laser sur MERCATO, d'après Lecourt (2009) (■ : succès allumage chambre, □ : échec allumage chambre, ◆ : flux volumique mesuré par PDI).

## 2.5.2 Modélisation de l'allumage

L'approche développée au sein de l'ONERA consiste à réaliser la simulation d'un noyau d'allumage grâce à un module de calcul spécifique, couplé à un code CFD. Cette méthode est

22. Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, Université de Bordeaux I

analogue aux divers modèles recensés dans la section 2.4.3. Un calcul d'allumage se déroule selon la procédure résumée sur la figure 2.33 :

1. À partir du champ aérodiphasique non-réactif convergé, définition des conditions initiales pour un calcul d'allumage (paramètres du brouillard à l'emplacement du dépôt d'énergie).
2. Simulation d'un noyau d'allumage sphérique, permettant de déterminer si les conditions locales sont favorables ou non à un allumage.
3. L'état final du noyau est injecté dans le calcul aérodiphasique, et la phase de propagation de flamme est calculée selon une approche instationnaire.

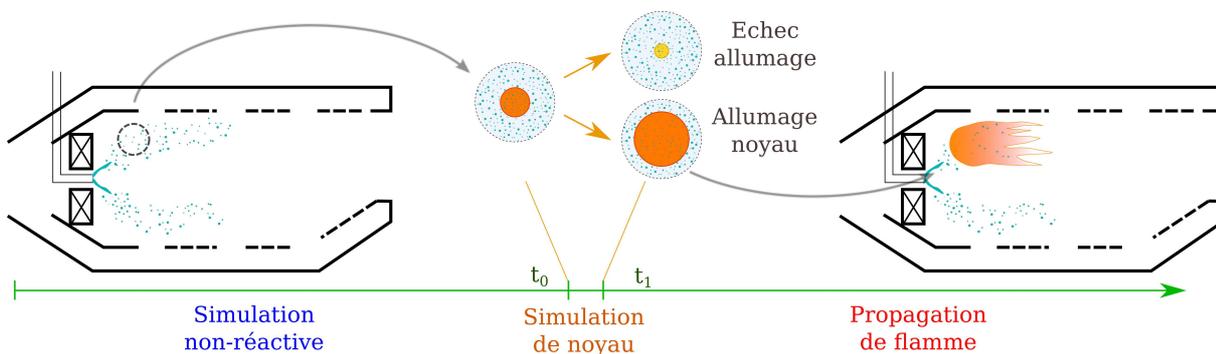


FIGURE 2.33: Méthodologie pour utilisation du modèle d'allumage pour un calcul de propagation de flamme.

Comme vu dans la section 2.4.5.2, une alternative plus économique en temps consiste à établir une carte de capacité d'allumage, en réalisant une série de simulations de noyaux pour divers emplacements, sans calcul de propagation (cf figure 2.34). Dans ce cas, l'utilisation d'un modèle d'allumage nécessite d'être complétée par certains critères, permettant notamment de prévoir l'accrochage de la flamme en aval du gicleur.

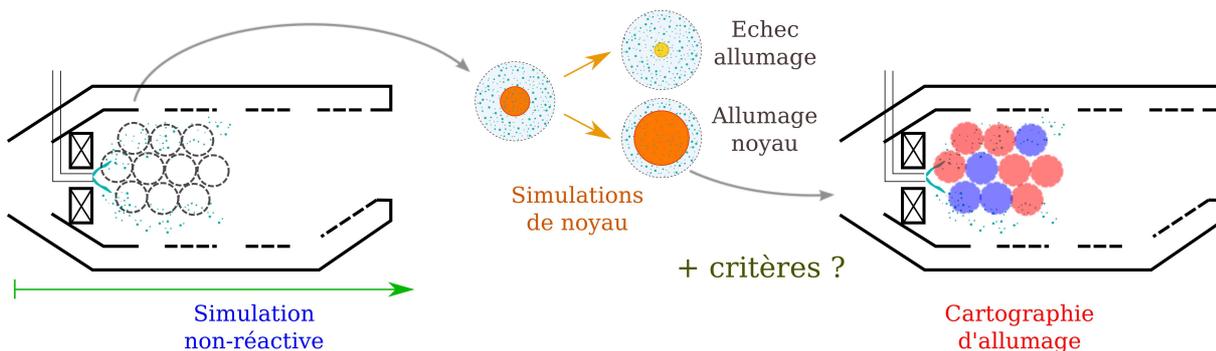


FIGURE 2.34: Méthodologie pour utilisation du modèle d'allumage afin d'établir une cartographie d'allumage.

Quintilla a développé un modèle d'allumage basé sur une approche 0D, permettant de calculer l'évolution de la température et la dilatation d'un petit volume de gaz chaud. Ce modèle a été testé à partir de simulations bidimensionnelles de la chambre de combustion mono-secteur, ainsi que pour un foyer industriel SNECMA, afin de déterminer les meilleures positions pour l'allumeur,

mais sans réaliser de calcul de propagation de flamme. Le code utilisé à l'époque était le code MSD, code développé par l'ONERA antérieurement au code CEDRE.

Ouarti a poursuivi le développement de ce modèle 0D afin de prendre en compte des corrélations à haute température. Un couplage avec le solveur CHEMKIN a également été réalisé afin de tester l'influence d'une cinétique complexe sur l'allumage. Ouarti a pu tester un calcul de propagation de flamme à partir de simulations bidimensionnelles réalisées sous le code CEDRE pour la chambre mono-secteur. Une première formulation d'un modèle 1D a également été proposée, mais n'a pas été exploitée.

García-Rosa a proposé une deuxième formulation d'un modèle 1D, et réalisé des simulations aérodiphasiques de la chambre de combustion mono-secteur. Le modèle a été appliqué et validé partiellement à partir d'études paramétriques réalisées pour des cas académiques.

### 2.5.3 Objectifs de la présente thèse

Comme pour les études antérieures, cette thèse comporte un volet expérimental et un volet numérique (cf tableau 2.35). Le premier objectif de cette thèse est de compléter la banque de données existante sur la configuration mono-secteur en se focalisant sur les points suivants :

1. Visualisation par caméra rapide afin de déterminer les conditions initiales pour le noyau d'allumage, et d'établir des critères quant à l'allumage complet de la chambre. Cette approche permet d'obtenir assez rapidement une cartographie de probabilité d'allumage de la chambre.
2. Caractérisation de la phase gazeuse en conditions réactives diphasiques, afin de valider un calcul en combustion diphasique,
3. Visualisation tomographique du brouillard résolue en temps, permettant d'analyser finement sa dynamique au cours des différentes phases de l'allumage.

En parallèle, une nouvelle configuration de chambre de combustion sera mise en place sur la veine MERCATO et testée. Cette nouvelle maquette reproduit trois secteurs d'une chambre de combustion TURBOMECA, et permet l'étude de la propagation de flamme entre secteurs voisins.

Concernant l'aspect numérique, des développements complémentaires ont été réalisés sur le modèle d'allumage 1D développé par García-Rosa. La plateforme de calcul CEDRE sera ensuite mise à profit afin de réaliser des simulations tridimensionnelles Euleur-Lagrange de la maquette mono-secteur, afin d'établir des cartographies d'allumage selon une méthode similaire à celles décrites dans la section 2.4.5.2. Des simulations d'allumage complet de la chambre seront également effectuées, et les résultats des deux approches seront validés sur les performances d'allumage obtenues expérimentalement. Un effort particulier doit être apporté pour une prise en compte la plus précise possible des conditions initiales de la phase dispersée à partir des données expérimentales. Une fois le calcul d'allumage convergé, les champs de vitesse pour la phase gazeuse seront comparés à ceux mesurés expérimentalement en combustion.

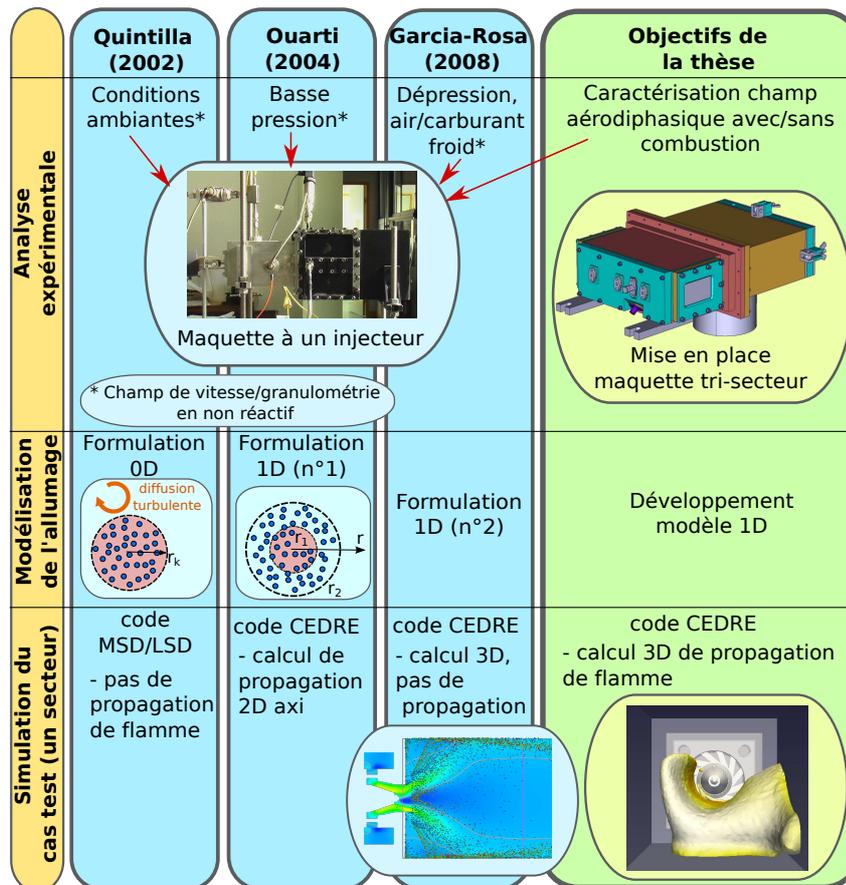


FIGURE 2.35: Bilan des travaux réalisés par Quintilla, Ouarti et García-Rosa, et objectifs de la thèse.

## Partie II : Modélisation de l'allumage

---

---

# Chapitre 3

## Formulation du problème

### Sommaire

---

<b>3.1 Définitions</b> . . . . .	<b>52</b>
3.1.1 Nombres adimensionnels . . . . .	52
3.1.2 Cinétique chimique en écoulement laminaire . . . . .	52
3.1.3 Richesse du mélange . . . . .	53
<b>3.2 Combustion des hydrocarbures</b> . . . . .	<b>54</b>
3.2.1 Classification des différents types de mécanismes . . . . .	54
3.2.2 Mécanismes réactionnels pour le kérosène . . . . .	55
3.2.3 Choix d'un mécanisme réactionnel . . . . .	57
<b>3.3 Hypothèses du modèle d'allumage</b> . . . . .	<b>57</b>
3.3.1 Hypothèses du modèle pour la phase gazeuse . . . . .	57
3.3.2 Hypothèses relatives à la phase liquide . . . . .	58
<b>3.4 Mise en équation</b> . . . . .	<b>59</b>
<b>3.5 Résolution numérique</b> . . . . .	<b>60</b>
3.5.1 Domaine de calcul et conditions initiales . . . . .	60
3.5.2 Conditions aux limites . . . . .	61
3.5.3 Discrétisation . . . . .	62
3.5.4 Schémas numériques pour la phase gazeuse . . . . .	63
3.5.5 Schémas numériques pour l'évaporation de la phase liquide . . . . .	70

---

Le modèle d'allumage utilisé au cours de cette thèse a été initialement développé par [García-Rosa \(2008\)](#). Il permet de simuler l'inflammation d'un brouillard suite à un dépôt d'énergie et l'expansion d'un noyau de gaz chaud de forme sphérique.

Dans cette partie, quelques bases nécessaires à la compréhension de la combustion diphasique seront introduites, avant d'aborder une description du modèle de noyau utilisé pour cette étude. L'ensemble des hypothèses du modèle original a été conservé. Ce travail s'est focalisé sur l'amélioration des schémas numériques implémentés, ainsi que de sa prédictibilité concernant la modélisation de la chimie.

## 3.1 Définitions

### 3.1.1 Nombres adimensionnels

Considérons un mélange de  $N_{esp}$  espèces sous forme gazeuse. Les nombres adimensionnés suivants caractérisent les transports convectifs au sein du mélange. Pour la suite, les grandeurs moyennes relatives à la phase gazeuse seront indicées par  $g$ , tandis que les grandeurs relatives à une espèce particulière seront indicées  $i,g$  ou simplement  $i$  (exemple pour la diffusivité massique :  $\mathcal{D}_{i,g}$  et  $\mathcal{D}_g$ ).

Afin de caractériser le rapport entre les effets visqueux et la diffusivité thermique, le nombre de Prandtl est couramment utilisé :

$$Pr = \frac{\mu_g \cdot c_{p_g}}{\lambda_g} = \frac{\nu_g}{\alpha_g} \quad (3.1)$$

Pour une espèce indicée  $i$ , le nombre de Schmidt représente le rapport entre les effets visqueux et la diffusivité massique :

$$Sc_i = \frac{\nu_g}{\mathcal{D}_{i,g}} \quad (3.2)$$

Finalement, le nombre de Lewis quantifie le rapport entre les diffusivités thermique et massique, et s'exprime en fonction des nombres de Prandtl et Schmidt :

$$Le_i = \frac{Sc_i}{Pr} = \frac{\alpha_g}{\mathcal{D}_{i,g}} \quad (3.3)$$

### 3.1.2 Cinétique chimique en écoulement laminaire

La combustion au sein des moteurs met en jeu des réactions chimiques entre un carburant et un comburant. Dans le cas des turboréacteurs, il s'agit respectivement d'un kérosène et d'oxygène. Considérons une réaction quelconque à une étape, impliquant un ensemble d'espèces  $E$ , décomposé en réactifs  $R_i$  et produits  $P_j$  :



Les coefficients  $\check{\nu}$  sont les coefficients stœchiométriques de la réaction. Le taux d'avancement d'une réaction peut s'exprimer en fonction de la concentration des espèces comme :

$$\dot{\omega} = \kappa \cdot \prod_{i=1}^{N_{reac}} [R_i]^{n_i} \cdot \prod_{j=1}^{N_{prod}} [P_j]^{n_j} = \kappa \cdot \prod_{i=1}^{N_{esp}} [E_i]^{n_i} \quad (3.5)$$

Avec  $n_i$  les ordres partiels des diverses espèces, et  $\kappa$  la vitesse de réaction. Cette dernière peut s'exprimer selon une loi d'Arrhenius, fonction de la concentration des espèces et de la température des gaz. Les paramètres de cette loi sont l'énergie d'activation  $E_a$ , la constante pré-exponentielle

A ainsi qu'un exposant de température  $\beta$ .

$$\kappa = A \cdot T^\beta \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{\mathcal{R} \cdot T}\right) \quad (3.6)$$

Le taux de réaction est lié à la vitesse de consommation ou de production des diverses espèces par :

$$\dot{\omega} = -\frac{1}{\check{\nu}_i} \frac{d[\mathbf{R}_i]}{dt} = \frac{1}{\check{\nu}_j} \frac{d[\mathbf{P}_j]}{dt} \quad (3.7)$$

Une réaction chimique est en réalité décrite par un schéma réactionnel et est constituée de plusieurs étapes intervenant simultanément. De plus, pour une étape d'un schéma réactionnel, deux réactions sont mises en jeu, l'une directe et l'autre inverse. Le taux de réaction s'exprime donc comme :

$$\dot{\omega} = \kappa^+ \cdot \prod_{i=1}^{N_{esp}} [\mathbf{E}_i]^{n_i^+} - \kappa^- \cdot \prod_{j=1}^{N_{esp}} [\mathbf{E}_j]^{n_j^-} \quad (3.8)$$

Avec  $\kappa^+$  et  $\kappa^-$  respectivement les taux de réaction directe et inverse.

### 3.1.3 Richesse du mélange

La notion de richesse d'un mélange est directement liée à une cinétique chimique, et caractérise la quantité de carburant présente par rapport à celle de comburant. Considérons une réaction globale entre un carburant  $\mathbf{F}$  et l'oxygène :



En introduisant la fraction massique de mélange gazeux  $\alpha_{\mathbf{F},g}$ , défini localement comme :

$$\alpha_{\mathbf{F},g} = \frac{m_{\mathbf{F},g}}{m_{O_2,g}} = \frac{Y_{\mathbf{F}}}{Y_{O_2}} \quad (3.10)$$

La richesse gazeuse locale  $\phi_g$  est définie comme le rapport des fractions de mélange par rapport à la stoechiométrie :

$$\phi_g = \frac{\alpha_{\mathbf{F},g}}{\alpha_{\mathbf{F},st}} \quad (3.11)$$

Une richesse unitaire correspond à un mélange dans les proportions stoechiométriques, c'est-à-dire pour lequel le carburant et le comburant sont intégralement consommés dans le cas idéal. Le régime de combustion pauvre est caractérisé par une richesse inférieure à un. Bien naturellement, le cas contraire désigne un régime de combustion riche.

Dans le cas d'un écoulement diphasique, la richesse liquide locale  $\phi_l$  peut être définie de manière analogue, en calculant  $\alpha_{\mathbf{F},l}$  comme le rapport des masses de carburant liquide et de comburant gazeux.

$$\alpha_{\mathbf{F},l} = \frac{m_{\mathbf{F},l}}{m_{O_2,g}} \quad (3.12)$$

Si une partie du carburant est injectée sous forme gazeuse, on désignera la richesse totale comme

la somme des richesses gazeuses et liquides :

$$\phi_{tot} = \phi_l + \phi_g \quad (3.13)$$

Enfin, il peut être intéressant de définir une dernière grandeur, la richesse globale, très utilisée par les motoristes. Pour une chambre de combustion, elle caractérise le rapport des débits massique carburant/comburant injectés, et s'exprime comme :

$$\phi_{glob} = \frac{Q_{F, glob}}{Q_{air}^{prim}} \cdot \left( \frac{m_{air}}{m_F} \right)_{st} \quad (3.14)$$

avec  $Q_{F, glob}$  le débit massique de carburant liquide ou gazeux, et  $Q_{air}^{prim}$  le débit d'air au sein de la zone primaire de la chambre (volume de la combustion). Naturellement, au sein d'un foyer, la richesse locale varie dans des proportions importantes par rapport à la richesse globale.

## 3.2 Combustion des hydrocarbures

Une revue des différents mécanismes réactionnels existants dans la littérature est proposée dans cette section. Le but de cette comparaison est de choisir une cinétique chimique la plus adaptée pour la combustion du kérosène, en vue d'une possible implémentation au sein du modèle d'allumage.

### 3.2.1 Classification des différents types de mécanismes

Le kérosène est une appellation désignant un ensemble de carburants destinés principalement aux applications aéronautiques. Ces carburants sont constitués d'un mélange complexe de plusieurs hydrocarbures, dans des proportions variant selon les propriétés thermophysiques désirées.

Un exemple de composition d'un kérosène est donné dans les travaux de [Doué \(2005\)](#). Le kérosène est décrit comme un ensemble de 11 n-alcanes, 11 iso-alcanes, 7 alkylbenzènes et 7 cycloalcanes. Ces composants diffèrent de par leur volatilité, ainsi que par les mécanismes réactionnels impliqués lors de la combustion pour chacun. De fait, la composition du carburant peut avoir un impact notable sur les performances d'allumage et de stabilité d'un turboréacteur.

Dans la plupart des applications, le kérosène est représenté par un corps pur, aux propriétés thermophysiques les plus proches possibles du mélange. Par exemple, le Jet A-1, l'un des principaux carburants utilisé au sein de l'aviation civile, peut être modélisé par du n-décane  $C_{10}H_{22}$ .

Si l'on s'intéresse à la combustion d'un hydrocarbure pur, une modélisation détaillée des mécanismes de combustion est déjà un problème délicat à traiter. Les mécanismes détaillés impliquent en effet un grand nombre d'espèces intermédiaires. La prise en compte de certaines de ces espèces est indispensable pour modéliser la propagation d'un front de flamme, l'état d'équilibre thermodynamique ou les émissions polluantes ( $NO_x$ ,  $CO$ ). Une partie d'entre-elles peut cependant également être négligée. Selon le niveau de complexité des modèles, il est possible de distinguer trois catégories de schémas cinétiques :

1. les mécanismes détaillés ;
2. les mécanismes squelettiques, issus de cinétiques détaillées, pour lesquels sont isolés les espèces d'influence prédominante ;
3. les mécanismes globaux, réduits à quelques équations seulement.

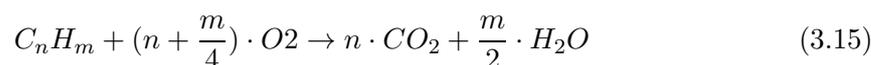
À titre d'exemple, une cinétique détaillée pour le propane peut inclure 105 espèces pour un total de 1200 réactions (Katta et Roquemore, 2008). Pour le n-décane (Westbrook et al., 2009) proposent un mécanisme détaillé impliquant 940 espèces et 3878 réactions. De tels mécanismes sont réservés à des applications sur géométries très simples, en raison des coûts et temps de calculs prohibitifs. Cependant, la réduction de mécanismes détaillés a souvent pour effet de restreindre sa plage de validité.

### 3.2.2 Mécanismes réactionnels pour le kérosène

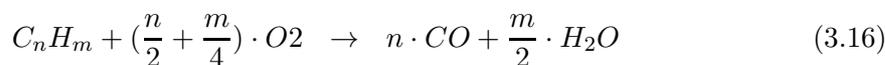
Pour le cas spécifique de la combustion air/kérosène, Luche (2003) a proposé un mécanisme squelettique impliquant 91 espèces et 991 réactions, issu de la réduction d'une cinétique détaillée comportant 225 réactifs pour 1800 réactions. Cette cinétique a été validée pour une plage de température de gaz frais  $300K \leq T_u \leq 1800K$ , de pression  $0.5bar \leq P \leq 10bar$  et de richesse gazeuse  $0.5 \leq \phi_g \leq 2.0$ .

Par rapport aux mécanismes détaillés ou squelettiques, l'un des défauts les plus connus des cinétiques globales est de surestimer la vitesse de propagation de flamme pour des richesses élevées. Afin de pallier à ce problème, plusieurs schémas cinétiques globaux ont été conçus. Westbrook et Dryer (1981) ont proposé deux schémas cinétiques globaux pour les hydrocarbures :

1. Une cinétique irréversible pour un système de cinq espèces  $\{C_nH_m, O_2, CO_2, H_2O, N_2\}$  comportant une étape



2. Une cinétique à six espèces  $\{C_nH_m, O_2, CO_2, CO, H_2O, N_2\}$  et deux étapes, incluant la réaction d'oxydation du  $CO$

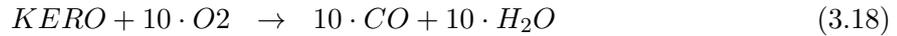


Pour ces deux cinétiques, la somme des ordres partiels des réactions n'est pas unitaire, ce qui permet de reproduire l'évolution de la vitesse de flamme pour des richesses élevées. Cependant, leurs travaux ne spécifient pas les unités des coefficients de diffusion massique et thermique, et de fait, leurs résultats ne sont pas reproductibles. De plus, la validation de ce schéma cinétique n'a été réalisée que pour des conditions  $T_u = 300K$  et  $P = 1bar$ .

Une autre cinétique globale à une étape pour la combustion des hydrocarbures a été proposée par Fernandez-Tarrazo et al. (2006), selon la même formulation que Westbrook et Dryer. Les auteurs ont introduit une dépendance de l'énergie d'activation et du dégagement de chaleur par rapport à la richesse initiale du mélange. La validation a été réalisée pour la combustion

du méthane, à pression et température ambiante. Cette cinétique permet de reproduire les vitesses de propagation de flamme, la température des gaz brûlés, ainsi que l'influence du taux d'étirement de la flamme. Cependant, les auteurs mentionnent que les fonctions de correction ont été validés pour le méthane seul, et pour une plage de conditions restreinte.

Enfin, en partant du mécanisme squelettique proposé par [Luche, Franzelli et al. \(2010\)](#) ont proposé un schéma cinétique à deux étapes, *2S\_KERO\_BFER*, pour un système à 6 espèces  $\{KERO, O_2, CO_2, CO, H_2O, N_2\}$ . *KERO* désigne un corps pur équivalent au kérosène, composé en terme de fraction massique, de 76.7% de  $C_{10}H_{22}$ , 13.2% de  $C_9H_{10}$  et 10.1% de  $C_9H_{18}$ . Le mécanisme réactionnel est décrit par :



Comme dans les travaux de [Fernandez-Tarrazo et al.](#), un ajustement des paramètres de la loi d'Arrhenius est réalisé en fonction de la richesse gazeuse du mélange. Les taux de réaction sont multipliés par deux fonctions correctrices  $f_1$  et  $f_2$ , dépendant de la richesse initiale du mélange (approche dite PEA<sup>1</sup>). Le taux de réaction après correction est ainsi donné par :

$$\dot{\omega}_1^{PEA} = f_1(\phi) \cdot \kappa_1 \cdot [KERO]^{n_{KERO}} \cdot [O_2]^{n_{O_2,1}} \quad (3.20)$$

$$\dot{\omega}_2^{PEA} = f_2(\phi) \cdot \kappa_2^+ \cdot [CO]^{n_{CO,2^+}} \cdot [O_2]^{n_{O_2,2^+}} - \kappa_2^- \cdot [CO_2]^{n_{CO_2,2^-}} \quad (3.21)$$

avec les fonctions de corrections  $f_1$  et  $f_2$  définies comme :

$$f_1(\phi) = \frac{2}{\left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{0,1} - \phi}{\sigma_{0,1}}\right)\right] + B_1 \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{1,1}}{\sigma_{1,1}}\right)\right] + C_1 \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{2,1}}{\sigma_{2,1}}\right)\right]} \quad (3.22)$$

$$f_2(\phi) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{0,2} - \phi}{\sigma_{0,2}}\right)\right] + \frac{B_2}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{1,2}}{\sigma_{1,2}}\right)\right] + \frac{C_2}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{2,2}}{\sigma_{2,2}}\right)\right] \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{3,2} - \phi}{\sigma_{3,2}}\right)\right] \quad (3.23)$$

Les coefficients  $\phi_{i,j}$ ,  $\sigma_{i,j}$ ,  $B_i$ , et  $C_i$  de ces fonctions sont listés dans l'annexe A de ce mémoire. Ces fonctions de correction agissent seulement pour des richesses supérieures à un. Ce mécanisme a été validé sur une plage de conditions initiales assez étendue, pour une température de gaz frais  $T_u \in [300; 700]K$ , une pression  $P \in [1; 12]bar$  et une richesse  $\phi_g \in [0.6; 2.0]$ . La comparaison avec des calculs de flamme 1D, réalisés sous CHEMKIN avec le mécanisme de [Luche](#), montre que les vitesses de propagation de flamme sont correctement reproduites pour toute la gamme de conditions testée. La température des gaz brûlés est également bien calculée, sauf pour les richesses élevées. Enfin, les délais d'allumage ont été validés pour le cas d'écoulements à haute pression, selon des résultats obtenus sur tube à choc par [Starikovskii et al. \(2003\)](#).

Ce mécanisme réactionnel a également été implémenté dans le code CEDRE, et testé pour des calculs de flammes monodimensionnelles, ainsi que pour des simulations RANS d'une chambre mono-secteur, par [Bertier et Dorey \(2010\)](#).

---

1. Pre-Exponential Arranged

### 3.2.3 Choix d'un mécanisme réactionnel

Le modèle d'allumage développé doit permettre la réalisation rapide d'études paramétriques, aussi bien sur cas académique que pour une configuration industrielle plus complexe. Le choix d'une cinétique globale par rapport à un mécanisme réactionnel plus complet, assurant un gain de temps, est donc judicieux dans le cadre de notre étude.

Au cours de ses travaux, [García-Rosa](#) a implémenté dans la première version du modèle d'allumage les mécanismes réactionnels à une et deux étapes proposés par [Westbrook et Dryer](#) pour le n-décane  $C_{10}H_{22}$ . Cependant, ce type de cinétique présente les inconvénients suivants :

1. Pour le mécanisme à deux étapes, la réaction d'oxydation du monoxyde de carbone est mal modélisée pour les mélanges riches (hausse du taux de  $CO$ ) ; de fait, cette étape a une forte influence sur la prédiction de la température et des niveaux de  $CO$  des gaz brûlés.
2. Les unités des coefficients de diffusion utilisés par [Westbrook et Dryer](#) n'étant pas explicites, il est difficile de reproduire les bons niveaux de vitesse de flamme.

Au vu des résultats de cette revue bibliographique, le mécanisme réactionnel offrant le meilleur compromis entre précision et simplicité semble être celui proposé par [Franzelli et al.](#). Au cours de cette thèse, ce schéma cinétique a été implémenté dans le modèle d'allumage, en se basant sur les travaux de [Bertier et Dorey](#).

## 3.3 Hypothèses du modèle d'allumage

Le modèle de noyau d'allumage utilisé dans ce mémoire simule l'établissement et la propagation d'un front de flamme sphérique au sein d'un brouillard de carburant polydispersé et dilué. Les équations de Navier-Stokes pour un mélange gazeux multi-espèces sont résolues en tenant compte des hypothèses présentées ci-dessous.

### 3.3.1 Hypothèses du modèle pour la phase gazeuse

**Hypothèse 1** *Le noyau est de forme sphérique, et les propriétés du gaz dépendent uniquement de la distance au centre du noyau. Le problème de l'évolution du noyau revient ainsi à la résolution d'un système à symétrie sphérique 1D.*

**Hypothèse 2** *Le gaz est considéré au repos dans les tout premiers instants consécutifs au dépôt d'énergie. Le mouvement du gaz sera engendré par son expansion suite au chauffage et à l'évaporation.*

**Hypothèse 3** *La simulation du noyau débute après les phases de claquage et d'arc électrique. En conséquence, le milieu est à une température inférieure à  $5000K$ , et les espèces ionisées créées par le plasma sont négligées. En outre, nous nous plaçons dans le domaine de validité des corrélations des données thermophysiques du gaz  $c_{p_g}$  et  $\mu_g$ .*

**Hypothèse 4** *L'apport d'énergie par la bougie est modélisé comme un échauffement adiabatique et instantané d'un petit volume de gaz sphérique. Le noyau initial se présente donc comme un noyau de gaz chaud de rayon  $r_1$  et température  $T_1$ .*

**Hypothèse 5** *Le claquage provoque l'apparition d'une onde de pression, qui est évacuée après une durée d'environ 40μs. La simulation débute après cette phase, dans un environnement isobare.*

**Hypothèse 6** *L'expansion du noyau est réalisée dans un écoulement laminaire. Nous négligeons l'influence de la turbulence, qui aura tendance à plisser le front de flamme dans les instants ultérieurs.*

**Hypothèse 7** *L'air est constitué d'un mélange en volume de 21% de dioxygène et de 79% de diazote. Nous négligeons les fractions massiques de gaz rares et de dioxyde de carbone. L'air obéit à la loi d'état des gaz parfaits, corrigé par un facteur de compressibilité  $\mathcal{Z}(P, T_g)$  afin de prendre en compte la dissociation du dioxygène :*

$$\frac{P}{\rho_g} = \mathcal{Z}(P, T_g) \mathcal{R}_s T_g \quad (3.24)$$

avec  $\mathcal{R}_s = 287.14 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$  la constante spécifique des gaz parfaits pour l'air . Les corrélations pour le calcul du facteur de compressibilité sont détaillées dans la thèse de [Ouarti \(2004\)](#).

**Hypothèse 8** *Le schéma réactionnel pour la combustion du carburant est décrit par une loi d'Arrhenius, selon un mécanisme global à une ou deux étapes pour un corps pur, soit le n-décane, soit une espèce de substitution KERO. Ces différents mécanismes réactionnels sont décrits dans l'annexe A. Selon le mécanisme réactionnel choisi, les propriétés thermophysiques des espèces sont calculées selon des corrélations détaillées dans l'annexe B.*

### 3.3.2 Hypothèses relatives à la phase liquide

**Hypothèse 9** *Les gouttes de carburant sont supposées immobiles au sein du noyau durant la simulation d'allumage.*

**Hypothèse 10** *Les gouttes sont supposées ponctuelles et uniformément réparties sur l'ensemble du domaine de calcul, incluant le noyau et sa périphérie immédiate. Le spray est considéré comme polydisperse, et chaque goutte numérique est décrite par son diamètre et une densité numérique  $n_k$  (description lagrangienne).*

**Hypothèse 11** *Le carburant est représenté par un corps pur, soit du n-décane, soit une espèce de substitution KERO.*

**Hypothèse 12** *La température est supposée uniforme au sein de la goutte (modèle de chauffage par conduction infinie). Les effets convectifs au sein de la goutte sont négligés.*

**Hypothèse 13** *Les flux de masse et de chaleur liés à l'évaporation sont calculés à l'aide des corrélations de [Ranz et Marshall \(1952\)](#). Afin de prendre en compte l'épaississement du film de diffusion (écoulement de Stephan), les corrélations de [Abramzon et Sirignano \(1989\)](#) sont utilisées.*

### 3.4 Mise en équation

On considère ici un brouillard de gouttes mono-composant au repos d'une espèce  $F$ , au sein d'un écoulement gazeux composé d'un ensemble d'espèces  $\chi = \{F, O_2, CO_2, CO, H_2O, N_2\}$ . En négligeant les effets visqueux, les équations de Navier-Stokes pour la phase gazeuse peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho_g \vec{v}_g = \dot{\rho}_{F,v} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g Y_i + \vec{\nabla} \cdot \rho_g Y_i \vec{v}_g = \vec{\nabla} \cdot (\rho_g \mathcal{D}_{i,g} \vec{\nabla} Y_i) + \delta_{i,F} \dot{\rho}_{F,v} + \dot{\rho}_{i,\chi} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g \vec{v}_g + \vec{\nabla} \cdot (\rho_g \vec{v}_g \otimes \vec{v}_g) = \vec{\nabla} P \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g h_g + \vec{\nabla} \cdot \sum_i \rho_i h_i \vec{v}_i = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_g \vec{\nabla} T_g) + \mathcal{H}_v \quad (3.28)$$

Ce système inclut dans l'ordre les équations de continuité, diffusivité, bilan de quantité de mouvement et bilan d'énergie. Après développement, le terme de bilan d'énergie se réécrit comme :

$$\begin{aligned} \rho_g c_{p,g} \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g \vec{v}_g \cdot \left( \vec{\nabla} h_g - \sum_i h_i \vec{\nabla} Y_i \right) &= \mathcal{H}_\chi + \mathcal{H}_v - \dot{\rho}_{F,v} h_{F,g} \\ &+ \sum_i \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \vec{\nabla} Y_i \cdot \vec{\nabla} h_i + \vec{\nabla} \cdot \lambda_g \vec{\nabla} T_g \end{aligned} \quad (3.29)$$

avec :

$$\mathcal{H}_\chi = - \sum_i \dot{\rho}_{i,\chi} h_i \quad (3.30)$$

Ces équations font apparaître des termes sources en masse et énergie relatifs à l'évaporation ( $\dot{\rho}_{F,v}$ ,  $\mathcal{H}_v$ ) et à la chimie ( $\dot{\rho}_{i,\chi}$ ,  $\mathcal{H}_\chi$ ). Les gouttes étant supposées immobiles, les échanges de quantité de mouvement entre les phases liquides et gazeuses sont négligés.

En formulant l'hypothèse d'un front de flamme sphérique, se propageant au sein d'un écoulement isobare, l'écriture des équations précédentes va se simplifier comme suit :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g U_r) = \dot{\rho}_{F,v} \quad (3.31)$$

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \frac{\partial Y_i}{\partial r}) + \rho_g U_r \frac{\partial Y_i}{\partial r} = (\delta_{i,F} - Y_i) \dot{\rho}_{F,v} + \dot{\rho}_{i,\chi} \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \rho_g c_{p,g} \frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r}) + \rho_g U_r \left( \frac{\partial h_g}{\partial r} - \sum_i h_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) - \sum_i \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \frac{\partial h_i}{\partial r} \\ = \mathcal{H}_\chi + \mathcal{H}_v - \dot{\rho}_{F,v} h_{F,g} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Au sein de l'équation de la chaleur, on néglige le terme lié à la diffusion massique  $-\sum_i \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \frac{\partial h_i}{\partial r}$ . De plus, le terme de convection peut se simplifier comme :

$$\rho_g U_r \left( \frac{\partial h_g}{\partial r} - \sum_i h_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) = \rho_g U_r \sum_i c_{p_i,g} \frac{\partial T_g}{\partial r} \quad (3.34)$$

Le système d'équations obtenu est résolu selon une méthode de pas de temps fractionnaire, en résolvant successivement les étapes de :

1. Transport par diffusion :

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) = 0 \quad (3.35a)$$

$$\rho_g c_{p_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = 0 \quad (3.35b)$$

2. Transport par convection :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \rho_g U_r \right) = \dot{\rho}_{F,v} \quad (3.36a)$$

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} + \rho_g U_r \frac{\partial Y_i}{\partial r} = 0 \quad (3.36b)$$

$$\rho_g c_{p_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} + \rho_g U_r \sum_i c_{p_{i,g}} \frac{\partial T_g}{\partial r} = 0 \quad (3.36c)$$

3. Évaporation :

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} = (\delta_{i,F} - Y_i) \dot{\rho}_{F,v} \quad (3.37a)$$

$$\rho_g c_{p_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} = \dot{\mathcal{H}}_v - \dot{\rho}_{F,v} h_{F,g} \quad (3.37b)$$

4. Réaction chimique :

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} = \dot{\rho}_{i,\chi} \quad (3.38a)$$

$$\rho_g c_{p_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} = \dot{\mathcal{H}}_\chi \quad (3.38b)$$

## 3.5 Résolution numérique

### 3.5.1 Domaine de calcul et conditions initiales

Le calcul de propagation de flamme est réalisé au sein d'une sphère de rayon  $r_2$ . Le dépôt d'énergie est modélisé comme un échauffement adiabatique et instantané d'un volume de gaz sphérique de diamètre  $r_0$ , d'une température  $T_0$  à  $T_1$ . Cet échauffement s'accompagne d'une dilatation rapide de ce petit volume à un rayon  $r_1$  (cf figure 3.1).

Ainsi, la simulation d'allumage revient à simuler la propagation d'un front de flamme, initiée à partir d'un noyau chaud de rayon  $r_1$  et de température  $T_1$ , au sein d'un écoulement à  $p_\infty$  et  $T_\infty = T_0$ . Le profil de température initial s'exprime donc comme :

$$T_g(r, t = 0) = \begin{cases} T_1 & \text{si } r \leq r_1 \\ T_\infty & \text{si } r_1 < r \leq r_2 \end{cases} \quad (3.39)$$

On considère que les gouttes sont immobiles pendant la simulation, et on néglige la vitesse

initiale des gaz générée par l'expansion du noyau de gaz chaud :

$$U_r(r, t = 0) = 0 \quad 0 \leq r \leq r_2. \quad (3.40)$$

Le rayon  $r_1$  est déterminé à partir de visualisations de l'étincelle délivrée par le dispositif d'allumage, alors que  $r_0$  représente la moitié de la taille de l'entrefer des électrodes. Il reste à déterminer la température initiale du noyau  $T_1$ . Ceci est possible en exprimant la conservation de la masse au sein du volume de gaz avant et après dilatation :

$$m_0 = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \frac{p_\infty}{\mathcal{L}(T_\infty, p_\infty) \mathcal{R}_s T_\infty} \quad (3.41a)$$

$$= \frac{4}{3}\pi r_1^3 \frac{p_\infty}{\mathcal{L}(T_1, p_\infty) \mathcal{R}_s T_1} \quad (3.41b)$$

En ajoutant une équation de bilan d'énergie, déterminer  $T_1$  revient à résoudre le système suivant, de manière itérative :

$$m_0 = \frac{4}{3}\pi r_1^3 \frac{p_\infty}{\mathcal{L}(T_1, p_\infty) \mathcal{R}_s T_1} \quad (3.42a)$$

$$m_0(h_g(T_1) - h_g(T_\infty)) = E_{spk} \quad (3.42b)$$

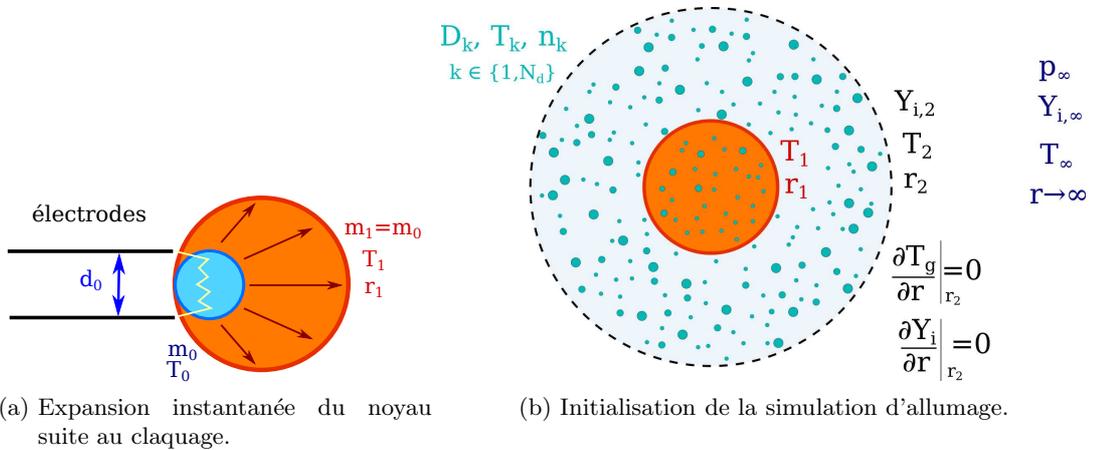


FIGURE 3.1: Domaines de calcul et conditions initiales pour une simulation de noyau d'allumage.

### 3.5.2 Conditions aux limites

Au cours de ces travaux, les conditions aux limites ont fait l'objet de modifications par rapport au modèle original. La symétrie du noyau impose les conditions suivantes au centre du domaine :

$$U_r(r = 0, t) = 0 \quad \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (3.43)$$

On considère  $r_2$  suffisamment grand pour que le front de flamme n'atteigne pas la limite du domaine de calcul pendant la durée de la simulation d'allumage. Sous cette hypothèse, les conditions aux limites pour le noyau d'allumage s'expriment comme suit :

$$\left. \frac{\partial U_r}{\partial r} \right|_{r_2} = 0 \quad \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r_2} = 0 \quad \left. \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right|_{r_2} = 0 \quad (3.44)$$

Ouarti (2004), dans sa formulation 1D, proposait de fixer la température et la composition aux frontières du domaine à  $T_\infty$  et  $Y_\infty$ . Ce type de conditions aux limites peut poser problème si la température des gaz non brûlés est assez élevée pour entraîner une évaporation du carburant présent dans le noyau. Dans ces conditions, la composition du mélange et sa température peuvent évoluer de manière significative. Le même problème se pose avec les conditions aux limites définies par García-Rosa (2008), qui imposent un terme d'échange au niveau de la frontière du domaine de calcul. Si les conditions au sein des gaz non brûlés évoluent légèrement, cette condition aux limites génère une dissipation de température et un échange de masse non réalistes.

### 3.5.3 Discrétisation

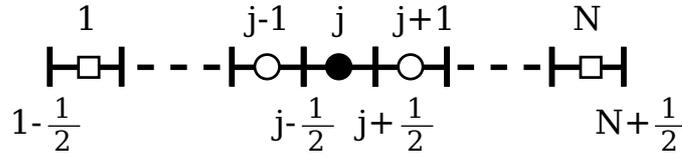


FIGURE 3.2: Maillage linéique pour la simulation d'allumage.

La discrétisation des équations de Navier-Stokes est présentée dans ce mémoire en reprenant le formalisme adopté par García-Rosa. La simulation d'allumage débute à l'instant  $t_0$ , et se déroule selon un pas de temps  $\Delta t$  constant. L'instant  $t_n$  correspond donc à :

$$t_n = t_0 + n \cdot \Delta t \quad (3.45a)$$

Le domaine de calcul est constitué d'un maillage linéique de longueur  $r_2$ , discrétisé en  $N$  cellules selon un pas  $\Delta r$  (cf figure 3.2). Les grandeurs d'état sont calculées au centre des cellules, indicées par  $j$  de 0 à  $N$ , et de coordonnées  $r_j$ . Les  $N + 1$  faces des cellules ont pour coordonnées  $f_j$ , avec  $f_0 = 0$ . On peut donc écrire :

$$f_j = j \cdot \Delta r \quad j \in \{0, \dots, N\} \quad (3.45b)$$

et la relation entre  $r_j$  et  $f_j$  est donnée par :

$$r_j = \frac{f_j + f_{j+1}}{2} \quad j \in \{1, \dots, N\} \quad (3.45c)$$

pour la suite de ce document, on désignera les facettes par la notation :

$$r_{j+\frac{1}{2}} = f_j \quad j \in \{0, \dots, N\} \quad (3.45d)$$

L'état au centre de la cellule  $r_j$  (fraction massique ou température) à l'instant  $t_n$  sera désigné par  $q_j^n$ . Au niveau des facettes, les états sont indexés de manière analogue et calculés par une interpolation comme suit :

$$q_{j+\frac{1}{2}}^n = \frac{q_j^n + q_{j+1}^n}{2} \quad j \in \{0, \dots, N\} \quad (3.45e)$$

$$(3.45f)$$

Les propriétés thermophysiques du gaz sont calculées aux facettes à l'aide des variables d'état interpolées.

Le brouillard de carburant est constitué d'une distribution de gouttes polydisperse, modélisée par un ensemble discret de  $N_d$  classes de tailles de diamètres  $d_k$ . Le spray est décrit par une approche Lagrangienne, à savoir par un ensemble de particules numériques définies par leur diamètre  $d_k$ , leur température  $T_k$ , ainsi qu'un poids  $n_k$ . Ce poids correspond au nombre de gouttes réelles par unité de volume représentées par la particule numérique. Lors de l'initialisation, pour chaque classe de taille, on dépose une particule numérique par cellule, avec un poids uniforme dans le domaine de calcul. Les gouttes étant fixes, les particules numériques sont indicées de la même manière que les cellules de la phase gazeuse :

$$(d_{k,j}, T_{k,j}, n_{k,j}) \quad j \in \{0, \dots, N\} ; k \in \{1, \dots, Nd\} \quad (3.46)$$

Enfin, les termes d'échange entre les phases liquide et gazeuse sont le débit massique évaporé  $\dot{m}_k$ , positif lorsque de la vapeur est produite, et le flux de chaleur à la surface de la goutte  $\dot{q}_k$ , positif lorsque la goutte chauffe.

### 3.5.4 Schémas numériques pour la phase gazeuse

Cette section présente brièvement les schémas numériques ayant fait l'objet de modifications au cours d'un stage de master et pendant la thèse. Les modifications réalisées ont permis d'éliminer certains problèmes de stabilité numérique. Le principal travail a été de passer en formulation implicite les schémas traitant les étapes de convection, ainsi que du calcul des fractions massiques suite à l'étape d'évaporation. Les schémas pour la diffusion ont fait l'objet d'une seule modification concernant la condition limite au niveau de la frontière extérieure, et sont identiques à ceux proposés par García-Rosa. Enfin, les différents schémas proposés pour résoudre l'avancement de la chimie ont été testés, et de légères modifications ont été apportées.

## 3.5.4.1 Étape de diffusion

Les équations de conservation des espèces 3.35a et de l'enthalpie 3.35b, sont regroupées sous la notation suivante, en posant  $q = T_g$  ou  $Y_i$  :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \mathcal{D} \frac{\partial q}{\partial r} \right) \quad (3.47)$$

avec :

$$\rho = \begin{cases} \rho_g(T_g) c_{p_g}(T_g) & \text{si } u = T_g \\ \rho_g(T_g) & \text{si } u = Y_i \end{cases} \quad \mathcal{D} = \begin{cases} \lambda_g(T_g) & \text{si } u = T_g \\ \rho_g(T_g) \mathcal{D}_{i,g}(T_g) & \text{si } u = Y_i \end{cases} \quad (3.48)$$

En intégrant cette équation selon une approche volumes finis, on obtient la formulation implicite suivante :

$$\frac{q_j^{n+1} - q_j^n}{\Delta t} = \frac{1}{\rho_j^n r_j^2 \Delta r} \left( r_{j+\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j+\frac{1}{2}}^n \left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{j+\frac{1}{2}} - r_{j-\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j-\frac{1}{2}}^n \left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{j-\frac{1}{2}} \right) \quad (3.49)$$

qui se réécrit après développement :

$$\frac{q_j^{n+1} - q_j^n}{\Delta t} = \frac{1}{2\rho_j^n r_j^2 \Delta r^2} \left( r_{j+\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j+\frac{1}{2}}^n q_{j+1}^{n+1} - \left( r_{j+\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j+\frac{1}{2}}^n + r_{j-\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j-\frac{1}{2}}^n \right) q_j^{n+1} + r_{j-\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{j-\frac{1}{2}}^n q_{j-1}^{n+1} \right) \quad (3.50)$$

et enfin, en regroupant les termes adéquats :

$$\begin{aligned} & -\frac{\Delta t}{\Delta r^2} \frac{r_{j+\frac{1}{2}}^2}{r_j^2} \frac{\mathcal{D}_{j+\frac{1}{2}}^n}{\rho_j^n} q_{j+1}^{n+1} \\ & + \left[ \frac{\Delta t}{\Delta r^2} \left( \frac{r_{j+\frac{1}{2}}^2}{r_j^2} \frac{\mathcal{D}_{j+\frac{1}{2}}^n}{\rho_j^n} + \frac{r_{j+\frac{1}{2}}^2}{r_j^2} \frac{\mathcal{D}_{j-\frac{1}{2}}^n}{\rho_j^n} \right) + 1 \right] q_j^{n+1} \\ & -\frac{\Delta t}{\Delta r^2} \frac{r_{j-\frac{1}{2}}^2}{r_j^2} \frac{\mathcal{D}_{j-\frac{1}{2}}^n}{\rho_j^n} q_{j-1}^{n+1} = q_j^n \end{aligned} \quad (3.51)$$

Il reste à discrétiser les équations aux frontières du domaine. Les conditions aux limites 3.43 et 3.44 s'écrivent :

$$\left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{1-\frac{1}{2}} = 0 \quad \text{et} \quad \left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{N+\frac{1}{2}} = 0 \quad (3.52)$$

On obtient les équations de diffusion pour les éléments limites  $j = 1$  et  $j = N$  :

$$\frac{q_1^{n+1} - q_1^n}{\Delta t} = \frac{1}{\rho_1^n r_1^2 \Delta r} r_{1+\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{1+\frac{1}{2}}^n \left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{1+\frac{1}{2}} \quad (3.53a)$$

$$\frac{q_N^{n+1} - q_N^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_N^n r_N^2 \Delta r} r_{N-\frac{1}{2}}^2 \mathcal{D}_{N-\frac{1}{2}}^n \left( \frac{\partial q}{\partial r} \right)_{N-\frac{1}{2}} \quad (3.53b)$$



soit après discrétisation, pour  $2 \leq j \leq N - 1$  :

$$\frac{q_j^{n+1} - q_j^n}{\Delta t} + \max(U_{r_j}^n, 0) \frac{q_j^{n+1} - q_{j-1}^{n+1}}{\Delta r} + \min(U_{r_j}^n, 0) \frac{q_{j+1}^{n+1} - q_j^{n+1}}{\Delta r} = 0 \quad (3.60)$$

qui s'écrit après développement :

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta t}{\Delta r} \min(U_{r_j}^n, 0) q_{j+1}^{n+1} \\ & + \left( 1 + \frac{\Delta t}{\Delta r} (\max(U_{r_j}^n, 0) - \min(U_{r_j}^n, 0)) \right) q_j^{n+1} \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_j}^n, 0) q_{j-1}^{n+1} = q_j^n \end{aligned} \quad (3.61)$$

On exprime ensuite les conditions aux limites 3.43 et 3.44. Au centre du noyau, la vitesse de convection étant nulle, il vient naturellement :

$$q_1^{n+1} = q_1^n \quad (3.62a)$$

et aux frontières du noyau, le gradient de la vitesse convective étant nul :

$$\begin{aligned} & \left( 1 + \frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_N}^n, 0) \right) q_N^{n+1} \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_N}^n, 0) q_{N-1}^{n+1} = q_N^n \end{aligned} \quad (3.62b)$$

Finalement, en posant :

$$\beta_i^n = 1 + \frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_j}^n, 0) - \frac{\Delta t}{\Delta r} \min(U_{r_j}^n, 0) \quad (3.63a)$$

$$\beta_N^n = 1 + \frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_j}^n, 0) \quad (3.63b)$$

$$\gamma_i^{n+} = \frac{\Delta t}{\Delta r} \min(U_{r_j}^n, 0) \quad (3.63c)$$

$$\gamma_i^{n-} = -\frac{\Delta t}{\Delta r} \max(U_{r_j}^n, 0) \quad (3.63d)$$

on réécrit le système précédent sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & & & & & \\ \gamma_2^- & \beta_2^n & \gamma_2^+ & & & & \\ & \ddots & \ddots & \ddots & & & \\ & & \gamma_{N-1}^- & \beta_{N-1}^n & \gamma_{N-1}^+ & & \\ & & & \gamma_N^- & \beta_N^n & & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} q_1^{n+1} \\ \vdots \\ q_j^{n+1} \\ \vdots \\ q_N^{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q_1^n \\ \vdots \\ q_j^n \\ \vdots \\ q_N^n \end{bmatrix} \quad (3.64)$$

Comme pour l'étape de diffusion, ce système matriciel est inversé afin de déterminer l'état à l'itération suivante.

### 3.5.4.3 Étape d'évaporation

Tout d'abord, on exprime l'équation 3.37b en développant les termes sources en fonction des flux échangés entre les phases gazeuse et liquide. L'évolution de la chaleur dans la phase gazeuse est alors donnée par :

$$\rho_g c_{pg} \frac{\partial T_g}{\partial t} = \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k c_{pF}(T_k - T_g) - \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k \left( \Delta_v h_F(T_k) + \frac{\dot{q}_k}{\dot{m}_k} \right), \quad (3.65)$$

Cette équation est discrétisée selon une formulation implicite, comme suit :

$$\rho c_{pg} \frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\Delta t} = \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_{k,j}^n c_{pF}(T_{k,j}^n - T_j^{n+1}) - \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_{k,j}^n \left( \Delta_v h_F(T_{k,j}^n) + \frac{\dot{q}_k}{\dot{m}_k} \right), \quad (3.66)$$

conduisant à :

$$T_j^{n+1} = \frac{T_j^n + \frac{\Delta t}{\rho c_{pg}} \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_{k,j}^n \left( c_{pF}(T_{k,j}^n) T_{k,j}^n - \Delta_v h_F(T_{k,j}^n) - \frac{\dot{q}_k}{\dot{m}_k} \right)}{1 + \frac{\Delta t}{\rho c_{pg}} \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_{k,j}^n c_{pF}(T_{k,j}^n)} \quad (3.67)$$

Un traitement semblable est appliqué à l'équation 3.37a, pour calculer l'évolution des fractions massiques des espèces dans la phase gazeuse :

$$\rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} = \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k (\delta_{i,F} - Y_i) \quad (3.68)$$

en discrétisant de façon implicite :

$$\rho \frac{Y_{i,j}^{n+1} - Y_{i,j}^n}{\Delta t} = \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k (\delta_{i,F} - Y_{i,j}^{n+1}) \quad (3.69)$$

on obtient finalement :

$$Y_{i,j}^{n+1} = \frac{Y_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\rho} \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k \delta_{i,F}}{1 + \frac{\Delta t}{\rho} \sum_{k=1}^{N_d} n_k \dot{m}_k \delta_{i,F}} \quad (3.70)$$

### 3.5.4.4 Schéma implicite pour la chimie avec sous-itérations

Une étape importante de ce travail fut de tester de manière approfondie les schémas numériques liés à la chimie. Le modèle proposait initialement trois traitements différents pour cette étape :

1. un schéma explicite à avancement limité ;
2. un schéma implicite, avec linéarisation du terme source ;

3. un schéma semi-explicite, résolvant de manière implicite les termes sources relatifs aux espèces consommées.

Les tests du modèle ont montré que le schéma semi-implicite, dans son implémentation, ne garantissait pas une conservation de la masse. Ce schéma a donc été écarté. Un autre problème s'est présenté lors de l'implémentation du schéma cinétique *2S\_KERO\_BFER*. En effet, l'utilisation du schéma explicite nécessitait un pas de temps beaucoup plus petit que pour le schéma cinétique de Westbrook pour le n-décane, et pénalisait fortement les temps de restitution du modèle. L'exploitation du modèle a donc été réalisée en utilisant la formulation implicite. Une modification du schéma original a cependant été réalisée afin d'introduire une résolution par sous-itérations. Seule cette formulation sera donc présentée dans cette section.

Cette adaptation du schéma original a permis de mieux calculer les transitions brutales, comme celles rencontrées pour un allumage avec une température de noyau  $T_1$  élevée. Nous définissons, pour chaque cellule  $j$ , le vecteur état  $\vec{q}_j^n$ , et le vecteur source  $\vec{\Omega}_j^n$ , tels que :

$$\vec{q}_j^n = \begin{bmatrix} \vdots \\ (Y_{i,j}^n)_{i \in \chi} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{\Omega}(\vec{q}_j^n) = \begin{bmatrix} \vdots \\ (\Omega_{Y_i}(\vec{q}_j^n))_{i \in \chi} \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad (3.71)$$

le vecteur source s'exprimant en fonction du taux de réaction chimique des  $N_{rc}$  réactions :

$$\Omega_{Y_m} = \frac{M_m}{\rho_g} \sum_{s=1}^{N_{rc}} \nu_{i,s} \dot{\omega}_s \quad (3.72)$$

permet de décrire l'évolution des fractions massiques des espèces

$$\frac{\partial \vec{q}_j}{\partial t} = \vec{\Omega}(\vec{q}_j). \quad (3.73)$$

En partant de la formulation implicite suivante :

$$\frac{\vec{q}_j^{n+1} - \vec{q}_j^n}{\Delta t} = \vec{\Omega}(\vec{q}_j^{n+1}), \quad (3.74)$$

en linéarisant le terme source au premier ordre, obtient :

$$\vec{q}_j^{n+1} = \vec{q}_j^n + \left[ \vec{1} - \Delta t \vec{\nabla}_{\vec{q}} \vec{\Omega}_j^n \right]^{-1} \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_j^n), \quad (3.75)$$

où  $\vec{\nabla}_{\vec{q}} \vec{\Omega}$  est la matrice Jacobienne construite comme :

$$\vec{\nabla}_{\vec{q}} \vec{\Omega} = \begin{bmatrix} \vdots & & & \\ \dots & \left( \frac{\partial Y_i}{\partial \Omega_{Y_m}} \right)_{(i,m) \in \chi^2} & \dots & \\ \vdots & & & \end{bmatrix}. \quad (3.76)$$

Les termes du vecteur source s'expriment comme des fonctions puissance de la fraction massique des espèces, et se dérivent facilement pour obtenir les termes de la matrice Jacobienne. L'inconvénient du schéma initialement proposé est qu'il n'assure pas la conservation des espèces, aucune limitation n'assurant que les fractions massiques ne deviennent négatives au cours du calcul. Pour pallier à ce problème, une approche par pas de temps fractionné a été proposée. Soit le pas de temps local  $\tau_l$  tel que  $\tau_0 = \Delta t$ . On notera les états calculés grâce à ce pas de temps intermédiaire  $\vec{q}_j^{n,l}$ . On définit un état intermédiaire fictif  $\vec{q}_j^{n,l*}$  tel que :

$$\vec{q}_j^{n,l+1*} = \vec{q}_j^n + \left[ \vec{1} - \tau_l \vec{\nabla}_{\vec{q}} \vec{\Omega}_j^n \right]^{-1} \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_j^{n,l}) \quad (3.77)$$

afin d'éviter que des fractions massiques négatives ne soient calculées, on se fixe une valeur seuil  $\epsilon$  telle que :

$$q_{i,j}^{n+1,l+1*} = \begin{cases} q_{i,j}^{n+1,l} & \text{si } q_{i,j}^{n+1,l+1*} \leq \epsilon \quad \text{et} \quad q_{i,j}^{n,l} > \epsilon \\ 0 & \text{si } q_{i,j}^{n+1,l} \leq \epsilon \\ q_{i,j}^{n+1,l+1*} & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.78)$$

Le terme source est recalculé selon cet état fictif  $\vec{\Omega}(\vec{q}_j^{n+1,l+1d*})$ , afin de calculer l'état suivant :

$$\vec{q}_j^{n+1,l} = \vec{q}_j^n + \eta_l \cdot \tau_l \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_j^{n,l+1*}) \quad (3.79)$$

avec  $\eta_l \leq 1$  tel que  $\vec{q}_{i,j}^{n+1,l} > 0 \quad \forall i \in \chi$ . On itère alors sur le pas de temps intermédiaire comme suit :

$$\tau_{l+1} = \Delta t - \sum_r^l \eta_r \tau_r \quad (3.80)$$

jusqu'à obtenir  $\tau_l \rightarrow 0$ .

Suite au calcul des fractions massiques, le calcul de la température est réalisé par un bilan d'enthalpie, en considérant que l'enthalpie du mélange est conservée dans chaque cellule :

$$h_g(T_j^{n+1}, Y_{i,j}^{n+1}) = h_g(T_j^n, Y_{i,j}^n) \quad (3.81)$$

Cette équation est résolue en utilisant une méthode de Newton :

$$h_g(T_g, Y_i) = \sum_{i \in \chi} Y_i M_i \Delta_f h_i^0(T^0) + \sum_{i \in \chi} Y_i \int_{T^0}^{T_g} c_{p_i}(T) dT. \quad (3.82)$$

$\Delta_f h_i$  représentant l'enthalpie de formation de l'espèce  $i$ , et  $T^0$  étant une température de référence.

### 3.5.5 Schémas numériques pour l'évaporation de la phase liquide

Les modèles présentés ici sont couramment utilisés pour calculer le chauffage et l'évaporation d'une goutte isolée. Initialement, García-Rosa avait implémenté un premier modèle d'évaporation dit d'évaporation découplé, pour lequel le chauffage et l'évaporation des gouttes sont calculés de manière séquentielle, l'évaporation débutant après que les gouttes aient atteint la température normale d'ébullition. Un deuxième modèle d'évaporation a également été mis en place, modélisant simultanément les deux phénomènes, mais n'a pas pu être utilisé sur le moment, à cause de problèmes de lenteur d'exécution. Il a été rendu opérationnel dans le cadre de cette thèse, après correction de quelques erreurs de codages. Dans ce mémoire, seul ce modèle est présenté.

#### 3.5.5.1 Calcul des termes d'échange

Considérons une goutte de diamètre  $d_k$ . Le calcul des termes d'échange entre gaz et liquide nécessite de déterminer les propriétés physiques du gaz à la surface de la goutte, notées  $\tilde{q}$ . Pour cela, la règle du *tiers* est utilisée. Ensuite, le modèle de chauffage de la goutte par conduction infinie consiste à résoudre le système d'équations suivant :

$$\dot{m}_k = \pi d_k \tilde{\rho}_g \tilde{\mathcal{D}}_{F,g} \cdot Sh_{d_k}^* \ln(1 + B_M) \quad (3.83)$$

$$B_T = \exp \left[ \frac{1}{Le_F} \frac{\tilde{c}_{pF,g}}{\tilde{c}_{pg}} \frac{Sh_{d_k}^*}{Nu_{d_k}^*} \ln(1 + B_M) \right] - 1 \quad (3.84)$$

avec  $B_M$  et  $B_T$  les nombres de transferts massiques et thermiques, ou nombres de Spalding, et  $Sh_{d_k}^*$  le nombre de Sherwood modifié :

$$B_M = \frac{\tilde{Y}_F - Y_{F,\infty}}{1 - \tilde{Y}_F} \quad (3.85)$$

et  $Nu_{d_k}^*$  le nombre de Nusselt modifié, calculé selon les corrélations de Abramzon et Sirignano :

$$Nu_{d_k} = 2 + 0.6 Re_{d_k}^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (3.86)$$

$$Nu_{d_k}^* = 2 + \frac{Nu - 2}{\frac{\ln(1+B_T)}{B_T} \cdot (1 + B_T)^{0.7}} \quad (3.87)$$

Le nombre de Nusselt dépendant lui même de  $B_T$ , le système précédent est résolu de manière itérative, en initialisant le nombre de  $B_T$  comme :

$$B_T = \frac{\tilde{c}_{pF,g}(T_g - T_k)}{\Delta_v h_F} \quad (3.88)$$

Le flux de chaleur  $\dot{q}_k$  est ensuite calculé à partir du flux massique :

$$\dot{q}_k = \begin{cases} \pi d_k \widetilde{\lambda}_g Nu_{d_k}^* (T_\infty - T_k) & \text{si } B_T = 0 \\ \dot{m}_k \cdot \left( \frac{\widetilde{c}_{pF,g}(T_\infty - T_k)}{B_T} - \Delta_v h_F \right) & \text{si } B_T > 0 \end{cases} \quad (3.89)$$

### 3.5.5.2 Évaporation de la goutte

Selon les hypothèses du modèle dit de conduction infinie, la température de la goutte est uniforme, et l'avancement de la température s'exprime comme :

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{T_{l,eq} - T_k}{\tau_c} \quad (3.90)$$

avec le temps caractéristique de chauffage  $\tau_c$  et la température d'équilibre de la goutte  $T_{l,eq}$  :

$$\tau_c = \frac{1}{6} \frac{\rho_l^n c_{pk} B_T d_k^2}{\widetilde{\lambda}_g Nu_{d_k}^* \cdot \ln(1 + B_T)} \quad (3.91)$$

$$T_{l,eq} = T_g - \frac{B_T \cdot \Delta_v h_F}{\widetilde{c}_{pF,g}} \quad (3.92)$$

après discrétisation, il vient :

$$T_k^{n+1} = T_{l,eq} + (T_k^n - T_{l,eq}) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_c}\right) \quad (3.93)$$

Il reste alors à calculer l'évolution du diamètre de la goutte, en fonction du débit massique évaporé :

$$\dot{m}_k = \frac{\pi}{6} \frac{\rho_l^n (d_k^n)^3 - \rho_l^{n+1} (d_k^{n+1})^3}{\Delta t} \quad (3.94)$$

En posant finalement  $d_k^{n+1} \geq 0$ , on obtient finalement la relation suivante :

$$d_k^{n+1} = \max\left(\left(\frac{1}{\rho_l^{n+1}} \left(\rho_l^n d_k^3 - \frac{6\dot{m}_k \Delta t}{\pi}\right)\right)^{\frac{1}{3}}, 0\right) \quad (3.95)$$

Afin d'assurer la conservativité de la masse et d'énergie au sein du système, les flux de chaleur et de masse sont recalculés à partir des variations de diamètre et de température de la goutte, afin d'éviter notamment que le flux évaporé ne soit supérieur à la quantité de liquide disponible.



# Chapitre 4

## Validation du modèle et identification de critères d'allumage

### Sommaire

---

<b>4.1 Études paramétriques</b> . . . . .	<b>73</b>
4.1.1 Vitesse de flamme monophasique . . . . .	73
4.1.2 Délais d'allumage . . . . .	76
4.1.3 Croissance du noyau . . . . .	81
<b>4.2 Couplage du modèle</b> . . . . .	<b>82</b>
4.2.1 Cartographie d'allumage . . . . .	82
4.2.2 Implémentation dans CEDRE . . . . .	86

---

Ce chapitre présente quelques études paramétriques réalisées afin de valider le bon comportement du modèle de noyau. Par la suite, les deux applications du modèle d'allumage mises en place au cours de ce travail de thèse seront présentées. La première est l'application permettant la réalisation d'une carte de capacité d'allumage d'un foyer à partir d'un champ aérodynamique figé. Cette application nécessite la mise en place de critères, détaillés dans le présent chapitre. La seconde application du modèle consiste à utiliser ce dernier en couplage avec un code de calcul multiphysiques, afin d'initier une simulation instationnaire de l'allumage d'une chambre de combustion.

### 4.1 Études paramétriques

#### 4.1.1 Vitesse de flamme monophasique

La vitesse de flamme laminaire  $S_L$ , ou vitesse de consommation des réactifs, est un paramètre couramment utilisé pour valider le bon comportement d'un mécanisme réactionnel. Si on considère une flamme laminaire, parfaitement plane, se propageant à contre-courant dans un écoulement prémélangé, cette vitesse correspond à la vitesse imposée au gaz frais afin de permettre la stabilisation du front de flamme. En régime établi (Poinsot et Veynante, R.T. Edwards,

2nd edition), elle est égale à :

$$S_L = \frac{\dot{\Omega}_F}{\rho_u \cdot (Y_{F,b} - Y_{F,u})} \quad (4.1)$$

avec  $Y_{F,b}$  et  $Y_{F,u}$  respectivement les fractions massiques de carburant gazeux côté gaz brûlés et gaz frais, et  $\dot{\Omega}$  le taux de consommation moyen du carburant, s'exprimant pour une flamme plane monodimensionnelle :

$$\dot{\Omega}_F = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \dot{\omega}_F S \cdot dx}{S \Delta x} \quad (4.2)$$

$S$  est une section, que l'on peut considérer unitaire dans le cas d'une flamme monodimensionnelle, et  $\Delta x$  la longueur du domaine de calcul.

De manière analogue à celle de la flamme sphérique, les équations 1D pour la flamme plane s'expriment comme :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_g U_x) = \dot{\rho}_{F,v} \quad (4.3a)$$

$$\rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho_i \mathcal{D}_{i,g} \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right) + \rho_g U_x \frac{\partial Y_i}{\partial x} = (\delta_{i,F} - Y_i) \dot{\rho}_{F,v} + \dot{\rho}_{i,\chi} \quad (4.3b)$$

$$\rho_g c_{p,g} \frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) + \rho_g U_x C_p g \frac{\partial T_g}{\partial x} = \dot{\mathcal{H}}_{\chi} + \dot{\mathcal{H}}_v - \dot{\rho}_{F,v} h_{F,g} \quad (4.3c)$$

Par comparaison aux équations de la flamme sphérique laminaire, il est facile de voir que les schémas numériques développés pour le modèle de noyau sont facilement transposables au cas de la flamme plane laminaire, en ôtant simplement les termes en  $(r^2)$ . Pour cette étude paramétrique, les conditions aux limites du modèle de noyau sont également conservées. Le front de flamme est initié en imposant une température élevée sur une couche de gaz d'épaisseur  $L_1$ , dans un mélange à richesse gazeuse uniforme. La vitesse de flamme est ensuite calculée pour une flamme en régime établi, se propageant dans l'écoulement à vitesse constante.

La figure 4.1 présente les résultats obtenus à l'aide du modèle de noyau en utilisant la cinétique *2S\_KERO\_BFER*, comparés à des résultats obtenus par Franzelli et al. (2010) avec le mécanisme squelettique de Luche (2003). En fonction de la richesse gazeuse  $\phi_g$ , la vitesse de flamme se présente comme une courbe de forme parabolique, le maximum correspondant à un mélange stœchiométrique. Ce profil, ainsi que les niveaux de vitesse de flamme, sont bien reproduits en utilisant la cinétique globale. La vitesse de flamme stœchiométrique  $S_L^{st}$  diminue avec une élévation de la pression, et augmente pour une hausse de la température des gaz frais, selon une relation de type (cf annexe C) :

$$S_L^{st}(P,T) = S_L^{st}(P_0,T_0) \cdot \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\alpha_P} \cdot \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_T} \quad (4.4)$$

D'après ces calculs, des écarts apparaissent pour une pression et une température des gaz frais plus élevées, la vitesse de flamme étant surestimée par le modèle. Cet écart peut s'expliquer par les coefficients définissant les fonctions  $f_1$  et  $f_2$ , utilisées pour la correction des constantes pré-exponentielles. Ces coefficients sont issus de la publication de Franzelli et al., et concernent

des valeurs de pression et de température de  $473K$  et  $1bar$ . Pour des valeurs de pression et température différentes, il est normalement nécessaire de recalculer de nouveaux coefficients afin de reproduire correctement les caractéristiques de la flamme. Néanmoins, le modèle donne des résultats satisfaisants pour des pressions relativement basses, et des températures entre  $300$  et  $473K$ .

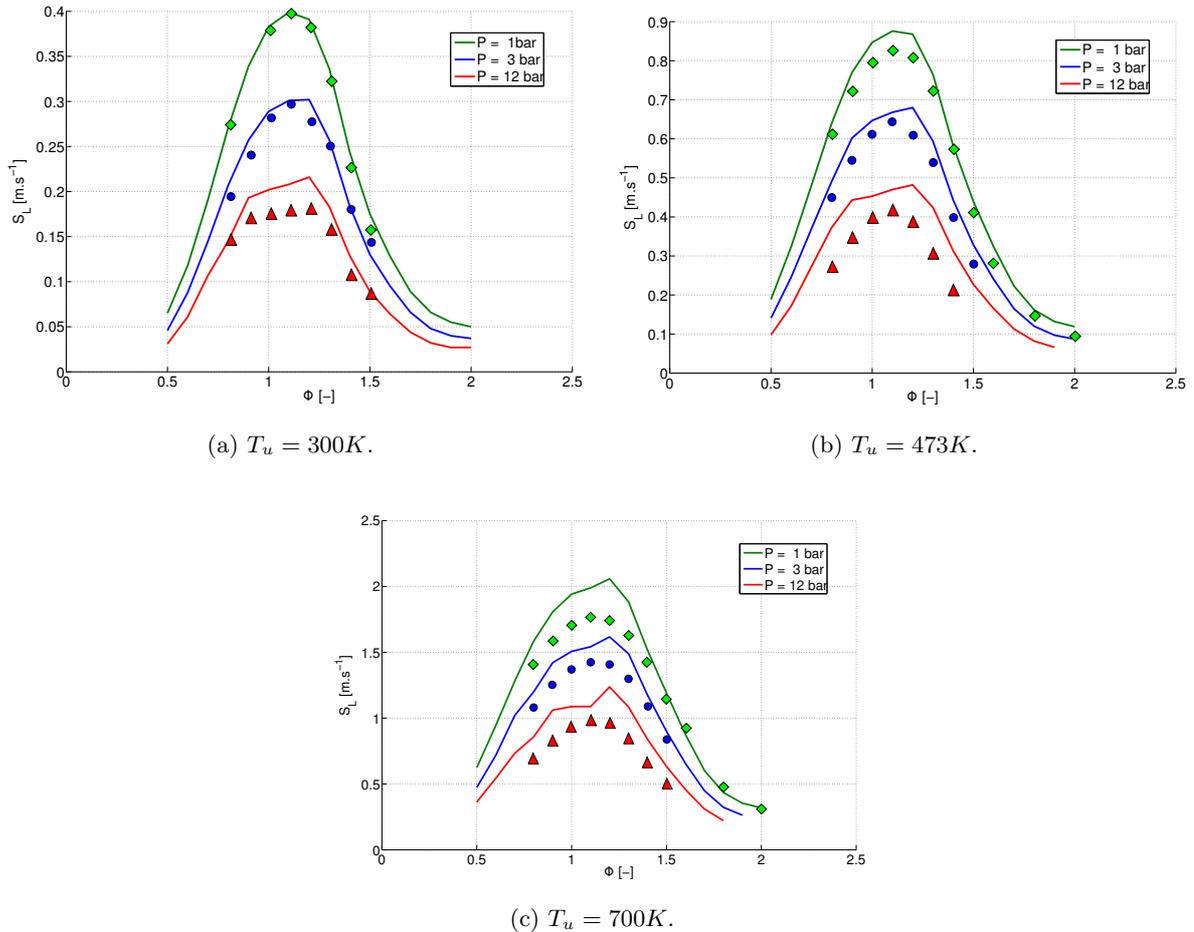


FIGURE 4.1: Vitesse de flamme laminaire  $S_L$  calculée à partir du modèle d'allumage en fonction de la richesse, de la pression, et de la température des gaz frais  $T_u$ , pour un mélange air/*KERO* gazeux (traits : calcul du modèle ; symboles : calcul avec le mécanisme squelettique de [Luche \(2003\)](#)).

Les conditions représentatives de la haute altitude n'ont pas été traitées par Franzelli, en raison d'un manque de données expérimentales en déprimé froid. À titre indicatif, une comparaison a été réalisée par rapport à des résultats obtenus par [Neophytou et Mastorakos \(2009\)](#) pour le n-décane, selon le mécanisme détaillé proposé par [Zhao et al. \(2009\)](#), pour une température de  $230K$  et une pression de  $0.3bar$ . Il faut cependant noter que ce mécanisme réactionnel a été validé pour des basses pressions, mais pas pour des basses températures. Les deux cinétiques donnent néanmoins des résultats assez similaires (cf figure 4.2), ce qui semble montrer que le mécanisme *2S\_KERO\_BFER* donne de bons résultats pour les cas en dépression. Comme dans les résultats de [Neophytou et Mastorakos](#), la diminution de la vitesse de flamme induite par la

baisse de température des gaz frais, est partiellement compensée par la diminution de pression, et la vitesse de flamme stœchiométrique demeure à un niveau assez proche de celle calculée pour des gaz frais en conditions ambiantes.

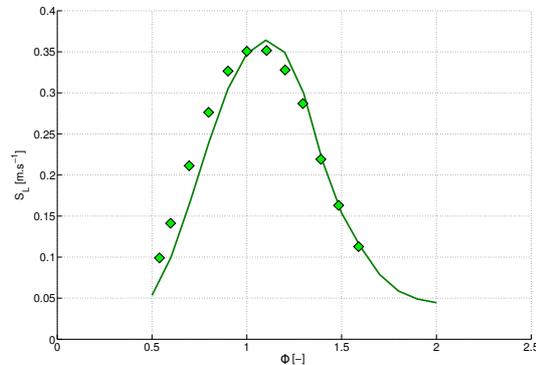


FIGURE 4.2: Vitesse de flamme laminaire  $S_L$  calculée à partir du modèle d'allumage en fonction de la richesse pour un mélange air-*KERO* gazeux à 230K et 0.3bar (traits : calcul du modèle ; symboles : calcul avec le mécanisme squelettique de [Zhao et al. \(2009\)](#) pour le n-décane).

## 4.1.2 Délais d'allumage

### 4.1.2.1 Définition d'un délai d'allumage pour le noyau diphasique

La définition d'un délai d'allumage (noté par la suite  $\tau_{ign}$ ) est intrinsèquement liée au problème étudié. Par exemple, Le délai d'auto-allumage d'un écoulement prémélangé peut être mesuré à l'aide de dispositifs tels que le tube à choc, ou une chambre équipée d'un système à compression rapide (RCM<sup>1</sup>), permettant d'atteindre sur un temps très court les conditions d'auto-allumage. Cette donnée est particulièrement utile pour valider un mécanisme réactionnel. Expérimentalement, il est évalué comme l'intervalle de temps entre deux signaux représentatifs d'un évènement déclencheur et de la mise en place de la combustion. [Horning \(2001\)](#) dresse un état de l'art assez complet des définitions usuelles du délai d'allumage mesuré expérimentalement. Par exemple, pour le cas du tube à choc, la combustion est initiée à l'aide d'une onde de choc, et le délai d'allumage peut être mesuré en utilisant le signal de pression généré par cette onde, et un signal d'émission d'espèces réactives intermédiaires. Numériquement, le délai d'allumage pour la situation d'un réacteur homogène prémélangé peut être évalué en considérant le temps nécessaire pour obtenir une élévation de la température de 500 K au dessus de la température initiale ([Zhukov et al., 2008](#)). Pour un mélange diphasique, l'article de synthèse de [Aggarwal \(1998\)](#) liste quelques-unes des corrélations les plus utilisées pour modéliser le délai d'allumage des brouillards. Ces corrélations se présentent sous la forme d'une loi d'Arrhenius selon les cas suivants :

---

1. Rapid Compression Machine

- allumage par une plaque plane chauffée à une température  $T_W$ ,

$$\tau_{ign} = A \cdot \exp\left(\frac{E}{\mathcal{R}T_W}\right) \quad (4.5)$$

- auto-allumage d'un brouillard,

$$\tau_{ign} = A \cdot \exp\left(\frac{E}{\mathcal{R}T}\right) [\text{F}]^a [\text{O}_2]^b \quad (4.6a)$$

ou encore, en faisant intervenir la pression

$$\tau_{ign} = A \cdot \exp\left(\frac{E}{\mathcal{R}T}\right) P^c \quad (4.6b)$$

Les constantes A, E, a, b et c sont déterminées expérimentalement, c étant généralement compris entre -0.7 et -2.0. Cette dernière loi a également été utilisée dans les travaux de [Khan et al. \(2007\)](#), pour une étude expérimentale de l'allumage d'une goutte de kérosène isolée.

Dans le présent travail, nous proposons une définition du délai d'allumage pour un brouillard suite à un dépôt d'énergie. Nous considérons la température moyenne du noyau d'allumage, ce dernier étant délimité par une limite isotherme  $T_{iso}$  :

$$T_{iso} = \frac{T_{ad} + T_{\infty}}{2} \quad (4.7)$$

avec  $T_{ad}$  la température adiabatique de flamme.

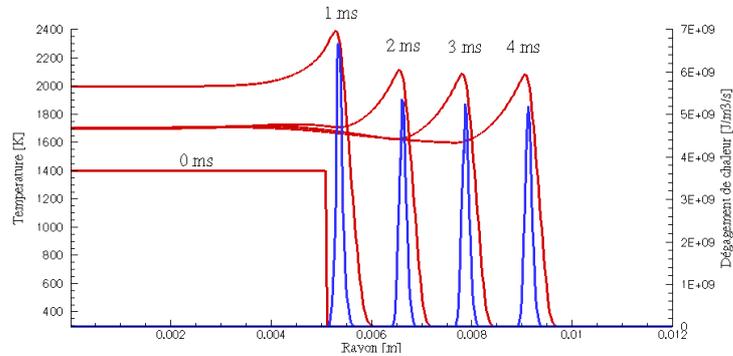
L'allumage d'un mélange diphasique au repos par une élévation instantanée de température suit le scénario suivant :

1. L'évaporation du carburant débute et consomme de l'énergie, entraînant une diminution de la température des gaz chauds.
2. Si l'évaporation du carburant entraîne une formation suffisante de vapeur, il se produit un emballement de la réaction chimique, qui se traduit par une inflexion brutale de la température du noyau.
3. Après un passage par un maximum, la température du noyau décroît de manière continue et lente. Le front de flamme s'est installé en périphérie du noyau, visible par le maximum du taux de réaction.

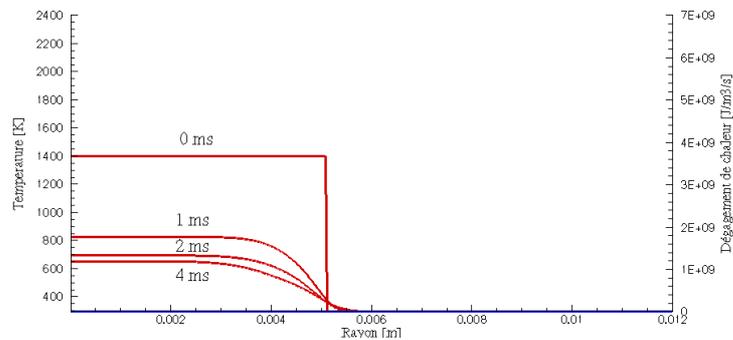
Ce scénario a été bien observé dans les travaux de [Ouarti \(2004\)](#), en utilisant un approche 0D. Les simulations DNS réalisées par [Wandel et al. \(2009\)](#) pour l'allumage d'un noyau diphasique ont montré que la température maximale pouvait également être utilisée comme témoin de l'allumage diphasique. D'après leurs simulations, l'inflammation du mélange se traduit par une augmentation brutale de la température, qui peut atteindre brièvement le double de la température adiabatique de flamme  $T_{ad}^0$  avant de se stabiliser pour une valeur plus basse. En cas d'extinction du noyau, la température chute à une valeur largement inférieure à  $T_{ad}^0$ . Pour notre application, le dépôt d'énergie est réalisé par une élévation instantanée de température, supérieure à  $T_{ad}^0$ .

#### 4.1.2. DÉLAIS D'ALLUMAGE

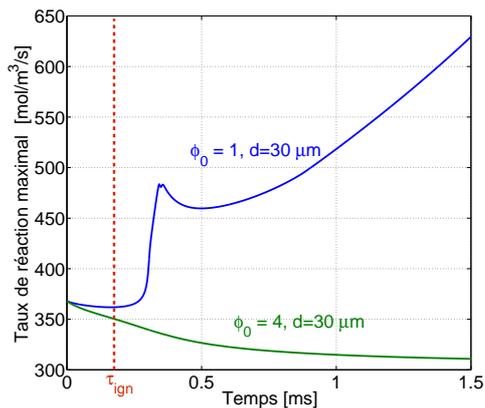
Pour le cas limite d'un dépôt au sein d'air pur, sans gouttes, les temps caractéristiques de diffusion de la chaleur peuvent s'avérer grand, et la température au sein du noyau peut demeurer à un niveau élevé sur une longue période, pour un mélange pourtant non-réactif. De fait, la température maximale comme indicateur de l'allumage a été écartée.



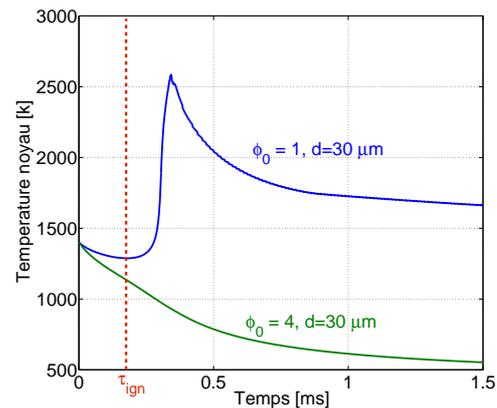
(a) Température et dégagement de chaleur,  $\phi_l = 1$



(b) Température et dégagement de chaleur,  $\phi_l = 4$



(c) Taux de réaction de l'oxydation du kérosène



(d) Température moyenne du noyau

FIGURE 4.3: Exemples de simulations de noyaux d'allumage, pour un spray monodisperse de diamètre  $30\mu m$ ,  $T_1 = 1400K$ .

Afin d'illustrer ce propos, deux exemples de calcul de noyau sont présentés sur la figure 4.3, représentant des situations de réussite et d'échec de l'allumage du brouillard. On considère ici un dépôt d'énergie de rayon  $r_1$ , au sein d'un spray monodisperse de carburant. Les gouttes ont une taille de  $30\mu m$ , et la température initiale du noyau est de  $1400K$ . Les calculs correspon-

dent respectivement à une richesse liquide de un et quatre. Pour le premier cas, l'évaporation du carburant entraîne l'inflammation du mélange et se traduit par une augmentation de la température au niveau du dépôt. On assiste à la formation d'un front de flamme, matérialisé ici par le taux de dégagement de chaleur. Ce front de flamme va par la suite se propager à travers le brouillard. Pour le second cas, à richesse élevée, l'énergie apportée au mélange est consommée par l'évaporation, et chute en dessous d'un niveau suffisant pour permettre l'inflammation du brouillard. Il s'ensuit une décroissance continue du taux de réaction et de la température des gaz par évaporation et diffusion de la chaleur aux frontières du noyau.

Selon ces observations, il est possible de définir un délai d'allumage  $\tau_{ign}$  comme la durée entre l'initialisation du calcul et l'instant pour lequel la réaction chimique s'emballe. Cet instant est identifié simplement par un point d'inflexion sur le profil de température en fonction du temps.

#### 4.1.2.2 Évolution du délai d'allumage en fonction des paramètres du mélange

Quelques tests complémentaires ont permis d'analyser l'évolution du délai d'allumage en fonction des conditions initiales pour la simulation de noyau. La figure 4.4 présente les résultats de calculs d'allumage réalisés pour un brouillard monodisperse en conditions ambiantes, en faisant varier  $r_1$  ainsi que la taille des gouttes,  $T_1$  étant constante. Chacune des courbes est indexée par le rayon initial du dépôt. Pour les noyaux de taille réduite, ces calculs montrent l'existence d'un diamètre de goutte limitant pour l'inflammation du brouillard. Pour des gouttes de diamètre plus élevé, l'énergie consommée par l'évaporation abaisse la température des gaz rapidement, et empêche l'inflammation du brouillard. Pour des noyaux de rayon plus important, la baisse de température du noyau induite par diffusion de la chaleur est moins rapide, et permet une inflammation de gouttes de plus grand diamètre.

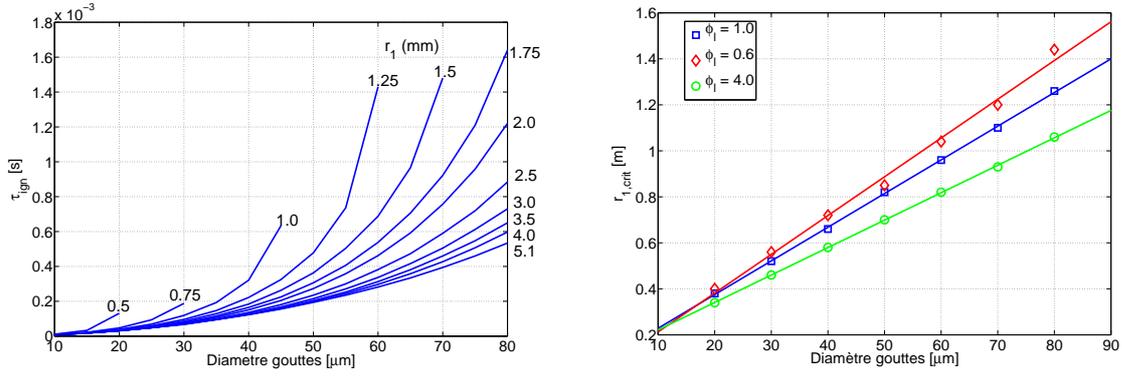
Il est également possible de tracer le rayon limite du noyau d'allumage  $r_{1,q}$ , pour lequel l'allumage n'est plus possible, en fonction de la richesse et du diamètre des gouttes. D'après ces résultats,  $r_{1,q}$  augmente linéairement avec le diamètre des gouttes de carburant, et diminue avec la richesse en carburant liquide.

Un parallèle peut être fait avec les corrélations proposées par Lefebvre (1983) sur le diamètre de quenching  $d_q$ . Ce diamètre représente la limite de taille du dépôt d'énergie, permettant une compensation des pertes thermiques par diffusion aux frontières du noyau, par le dégagement de chaleur initial du noyau. Pour un écoulement au repos, le diamètre de quenching s'exprime comme :

$$d_q = \frac{\rho_{F,l}}{\rho_g \phi_l \log(1 + B_{M,st})} \quad (4.8)$$

Avec  $B_{M,st}$  le nombre de transfert de masse, calculé en considérant le mélange à la surface de la goutte dans des conditions stœchiométriques. Cependant, ce paramètre  $d_q$  caractérise le rayon du dépôt d'énergie dans un gaz frais au repos, sans considérer l'expansion des gaz. Néanmoins, on retrouve une évolution similaire entre le  $d_q$  et le  $r_{1,crit}$  obtenu par cette étude paramétrique.

L'évolution du délai d'allumage en fonction de la température initiale du noyau a été également calculée (cf figure 4.5). Ces résultats sont très similaires à ceux donnés par les corrélations pour l'auto-allumage d'un brouillard, d'après les équations 4.6a ou 4.6b. En ef-



(a)  $\tau_{ign}$  fonction du diamètre initial des gouttes et de (b)  $r_{1,crit}$  en fonction du diamètre initial des gouttes et de la richesse, pour  $\phi_l = 1$ .

FIGURE 4.4: Évolution du délai d’allumage et du  $r_{1,crit}$  pour un brouillard monodisperse selon le diamètre des gouttes ( $T_a$ ,  $P_a$ , et  $T_1 = 3500K$ ).

fet, la méthode d’initialisation de la simulation d’allumage est assez proche d’une situation d’auto-allumage d’un brouillard par un gaz chaud, les gouttes étant brutalement soumises à une température élevée. Pour une richesse plus élevée, une baisse du délai d’allumage est constatée, ce qui peut se comprendre assez facilement. En effet, l’allumage est conditionné par la richesse gazeuse du mélange, augmentant à mesure de l’avancement de l’évaporation de la goutte. Au tout début de la simulation de noyau, le seul paramètre différenciant un cas riche ou pauvre est le nombre de particules numériques présentes au cœur du noyau. L’environnement des gouttes étant le même, le débit évaporé individuellement par chaque goutte le sera également. Il vient que si la masse de carburant liquide présente au sein du brouillard est plus importante, la richesse gazeuse augmentera plus rapidement, d’où un allumage plus précoce à richesse plus élevée.

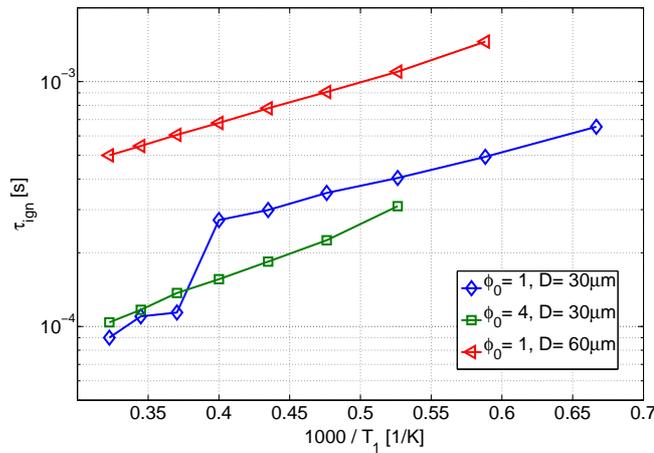


FIGURE 4.5: Évolution du délai d’allumage en fonction de la température  $T_1$  pour un brouillard monodisperse ( $T_a$ ,  $P_a$ ).

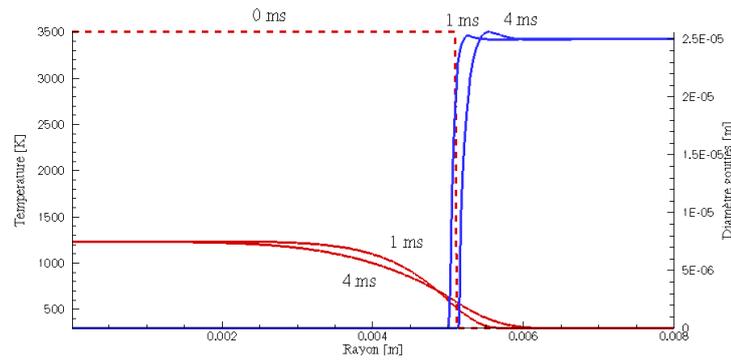


FIGURE 4.6: Exemple de simulation de noyaux d'allumage pour un spray monodisperse de diamètre  $25\mu m$ ,  $T_1 = 3500K$ ,  $\phi_l = 3$  ( - : température, - : diamètre des gouttes).

### 4.1.3 Croissance du noyau

Suite à l'allumage du brouillard, le front de flamme créé va se propager à travers le nuage de gouttes et les gaz frais. Cependant, pour certains cas, même si l'allumage est amorcé, le noyau de gaz chaud ne s'expande pas. Les gouttes étant fixes, le front de flamme n'est alors plus alimenté en carburant, et le noyau finira par s'éteindre. Un exemple d'allumage initié, sans propagation de flamme effective, est montré sur la figure 4.6. Ce cas correspond à une richesse liquide très élevée. La température au sein du noyau demeure à un niveau supérieur à  $1000K$ , la diffusion de la chaleur s'opérant assez lentement à la surface du noyau.

La figure 4.7 présente une étude paramétrique sur la taille du noyau en fonction de la richesse liquide, pour un brouillard monodisperse. Chacune des simulation est réalisée pour un temps de  $5ms$ . Ces simulations montrent, pour une richesse donnée, l'existence d'un diamètre de goutte optimal pour la propagation de flamme au sein d'un noyau diphasique. Notamment, pour des richesses élevées, un brouillard constitué de grosses gouttes permet la propagation de la flamme, alors que de plus petites gouttes, s'évaporant rapidement, absorbent rapidement une grande part de l'énergie du dépôt, et ne permettent pas la propagation de la flamme.

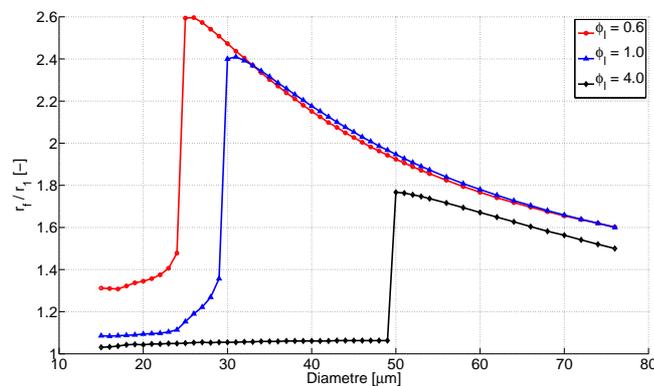


FIGURE 4.7: Étude paramétrique sur la taille du noyau d'allumage  $r_f$  après un calcul de  $5ms$  ( $r_1 = 5.1mm$ ,  $T_1 = 3500K$ ).

Selon ces observations, il est possible de se fixer un critère supplémentaire permettant d'identifier les noyaux d'allumage s'expands de façon stable, en utilisant le rayon final du noyau

d'allumage. Ce rayon est adimensionné par le rayon initial  $r_1$ . Cette phase d'expansion du noyau est fortement conditionnée par la richesse du mélange, mais aussi par la granulométrie du brouillard et la volatilité du carburant. Cet effet a été montré par [Boileau \(2007\)](#) et [Neophytou et Mastorakos \(2009\)](#) à l'aide de simulations de flammes laminaires diphasiques, ou encore par les travaux de [Greenberg \(2007\)](#) pour une flamme sphérique. Les différents travaux réalisés sur le sujet ont notamment montré que la vitesse de propagation de la flamme était liée, non pas à la richesse liquide, mais à une richesse gazeuse effective au niveau du front de flamme.

## 4.2 Couplage du modèle

### 4.2.1 Cartographie d'allumage

Dans un contexte industriel, il est intéressant de pouvoir disposer d'un outil permettant de réaliser rapidement, à partir d'une simulation aérodiphasique, des études paramétriques sur les performances d'allumage d'un réacteur. L'application proposée ici permet d'explorer les possibilités d'allumage d'une chambre, par l'utilisation conjointe du modèle de noyau et d'un ensemble de critères simples, traitant l'allumage local et la probabilité de propagation de la flamme vers le système d'injection.

Cette application, mise en place au cours de ce travail de thèse, a été développée en langage `Fortran 90`, afin de pouvoir directement s'interfacer avec le modèle d'allumage. Elle permet de lire des archives moyennées pour un calcul aérodiphasique, et de tester le modèle de noyau pour un ensemble de positions pré-établies. Dans son état actuel, cette application permet de lire des fichiers de sortie ASCII issus des codes CEDRE, N3S-NATUR et AVBP, au format ENSIGHT ou TECPLOT. Le choix d'une application indépendante d'un code de calcul spécifique garantit l'opérabilité de cet outil sur un ensemble plus étendu de codes CFD.

La figure 4.8 schématise le principe de cette application. Les archives pour la phase dispersée sont soit au format Lagrangien (nuages de particules numériques), soit au format Eulérien (même maillage pour les phases gazeuses et dispersées). Pour le code CEDRE, les archives sont traitées sous forme eulérienne, mais sont obtenues à partir d'une moyenne temporelle sur un calcul Lagrangien.

Cette application a été initialement développée pour traiter des simulations RANS, d'où l'utilisation de champs moyens. Mais pour de futurs développements, notamment pour le traitement de simulations instationnaires type LES, il pourra être intéressant de tester le modèle non pas sur une archive moyennée, mais sur un ensemble de champs instantanés. Dans le cas de CEDRE, l'utilisation des archives au format lagrangien s'avérera nécessaire.

#### 4.2.1.1 Critères pour l'allumage des foyers de chambre

Les critères mis en place sur cet outil sont les suivants (cf figure 4.9) :

1. **Allumage local du mélange** : L'évaporation du carburant entraîne rapidement une augmentation de la richesse gazeuse, permettant l'inflammation du brouillard. Ceci se traduit par une inflexion du profil de température pour la phase gazeuse.

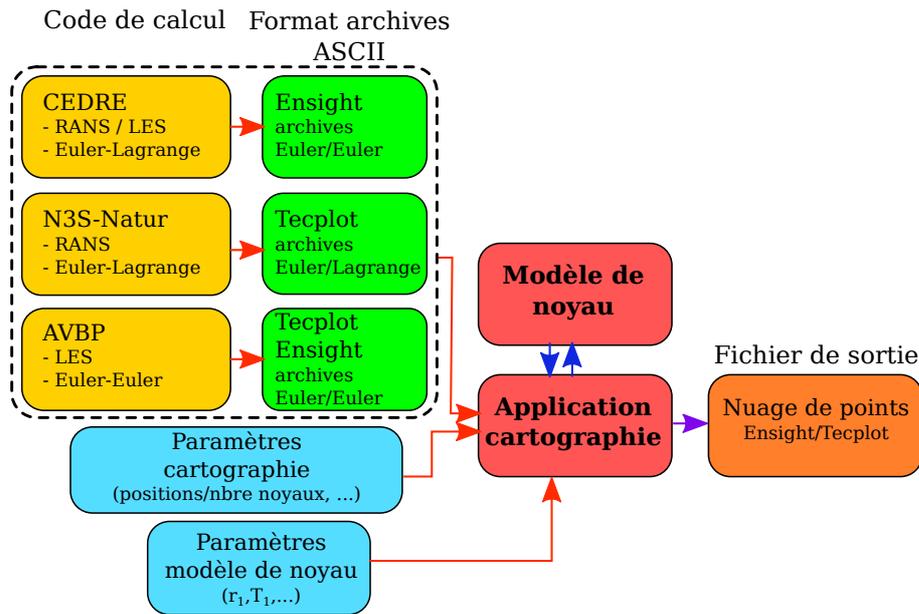


FIGURE 4.8: Schématisation du fonctionnement de l'outil de cartographie d'allumage développé au cours de la thèse.

2. **Croissance du noyau** : Suite à l'allumage du mélange, le noyau d'allumage se développe et son rayon croît. La croissance du noyau est calculé par le modèle de noyau laminaire.
3. **Convection du noyau au sein du foyer** : La vitesse de propagation de la flamme, affectée par la turbulence locale, compense la vitesse de l'écoulement gazeux, permettant à la flamme de remonter vers l'injecteur.

Le critère n°1 a été décrit dans la section 4.1.2. Il consiste simplement à analyser le profil de température moyen du noyau, après lissage au moyen d'une moyenne glissante. L'allumage se traduit par un point d'inflexion de la température, identifié comme l'instant d'allumage. À ce moment, la quantité de vapeur produite par évaporation est suffisante pour enflammer le mélange. Signalons que ce critère est spécifique au cas des mélanges diphasiques. Dans le cas d'un écoulement purement gazeux, il pourra être intéressant d'utiliser un critère basé sur l'augmentation de la température, similaire à ceux utilisés pour les simulations d'auto-allumage.

Le critère n°2, décrit dans la section 4.1.3, permet d'examiner si le noyau d'allumage est capable de se maintenir dans les conditions d'un écoulement laminaire. Pour cela, le rayon du noyau obtenu à la fin de la simulation d'allumage est adimensionné par son rayon initial. Ce critère permet d'isoler les emplacements de la chambre pour lesquels les conditions en richesse et granulométrie sont les plus appropriées pour la propagation d'un noyau d'allumage laminaire et sphérique. Il est alors possible de se fixer un seuil de croissance afin d'isoler les noyaux pour lesquels la propagation du front de flamme est la plus importante.

Le critère n°3 est basé sur la comparaison de la vitesse de flamme turbulente et de la vitesse de la phase gazeuse à l'emplacement du dépôt d'énergie. Il s'agit de vérifier si le noyau de gaz chaud peut générer un front de flamme capable de remonter en direction de la tête d'injection. À partir des variables moyennées, la vitesse turbulente  $\tilde{u}$  est estimée, en supposant une turbulence

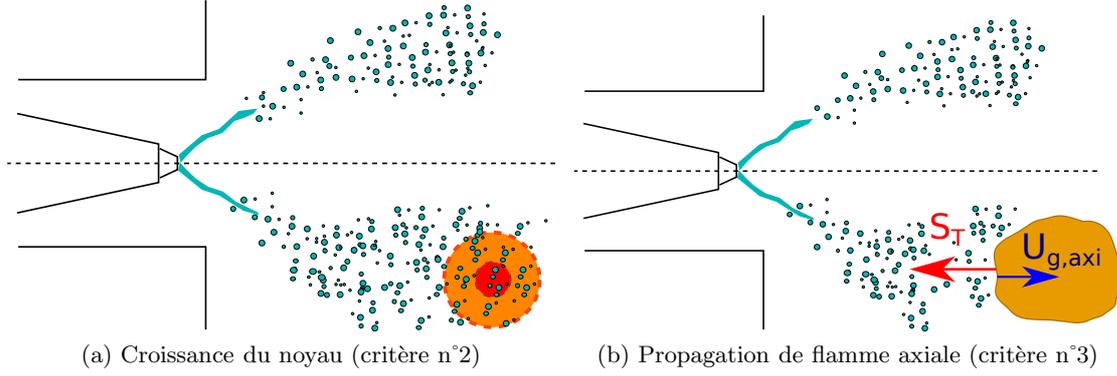


FIGURE 4.9: Schématisation des critères pour l'application de cartographie d'allumage.

isotrope. Elle est utilisée pour estimer la vitesse de flamme turbulente, approchée par :

$$S_T = S_L^{st} + \check{u} \quad (4.9)$$

Avec  $S_L^0$  la vitesse adiabatique de flamme laminaire. Cette corrélation très simple est basée sur une hypothèse de [Damköhler \(1940\)](#) pour la combustion turbulente prémélangée. D'autres corrélations liant la vitesse de flamme turbulente à la vitesse de flamme laminaire ont été établies selon le niveau de turbulence rencontré ([Lefebvre, 1983](#)), mais traitent pour la plupart le cas des flammes prémélangées. Concernant la combustion turbulente diphasique, des corrélations ont été déterminées expérimentalement pour le kérosène, par [Mizutani et Nishimoto \(1972\)](#), mais validées uniquement pour des vitesses turbulentes basses, inférieures au m/s. Les travaux de [Ballal et Lefebvre \(1981a\)](#) proposent également des corrélations expérimentales pour la combustion d'un écoulement diphasique prémélangé, mais limité au cas laminaire.

En supposant que la vitesse locale du gaz suit une distribution de type Gaussienne, comme représenté sur la figure 4.10, il est possible d'estimer une probabilité de propagation de la flamme vers l'amont  $P_{up,axi}$ , qui s'exprime comme :

$$P_{up,axi} = P(S_T > U_{g,axi}) = \frac{1}{2} \cdot \left( \operatorname{erfc} \left( \frac{-S_T + \bar{U}}{u\sqrt{2}} \right) \right) \quad (4.10)$$

où  $\operatorname{erfc}$  est la fonction erreur complémentaire. Les développements menant à cette expression sont donnés dans l'annexe C. Sur la figure 4.10,  $P_{up,axi}$  est représenté par l'aire sous la courbe de la distribution de vitesse, bornée par  $S_T$ .

Il est important de noter que ce critère, contrairement à ceux développés par [Richardson \(2007\)](#) et [Weckering et al. \(2010\)](#), qui proposent un suivi du noyau par méthode Lagrangienne, ne permet pas de prévoir le devenir du noyau après l'instant du dépôt d'énergie. Il sera montré dans la section 7.3 qu'un tel critère permet d'évaluer localement la possibilité que le noyau soit convecté vers l'injecteur. Cependant, il n'est pas suffisant pour prévoir de façon systématique l'allumage de la chambre. De par l'effet de la turbulence, la trajectoire du noyau d'allumage se révèle en effet très complexe. De plus, l'extinction du noyau peut survenir sur un intervalle de temps assez long, par exemple dans le cas où le noyau rencontre localement une richesse en

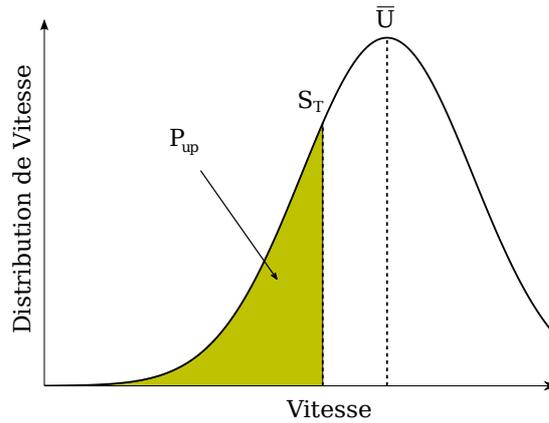


FIGURE 4.10: Illustration du critère de propagation de flamme pour l'application cartographique.

carburant trop pauvre, ou bien encore à cause d'un étirement de la flamme trop important.

Ce critère a également été adapté pour le cas d'un écoulement en chambre à combustion giratoire (cf figure 4.11). Pour ce type de configuration, la vitesse de l'écoulement gazeux présente une forte composante tangentielle. Sous cette description, l'échec de l'allumage lors de la phase de transport peut se faire selon deux scénarios :

1. Le noyau est convecté en aval de la zone primaire (comme pour le cas d'une chambre à injection axiale).
2. Le noyau est convecté selon une trajectoire selon une direction tangentielle vers les secteurs voisins ; si ces derniers ne sont pas carburés, le noyau finira par s'éteindre.

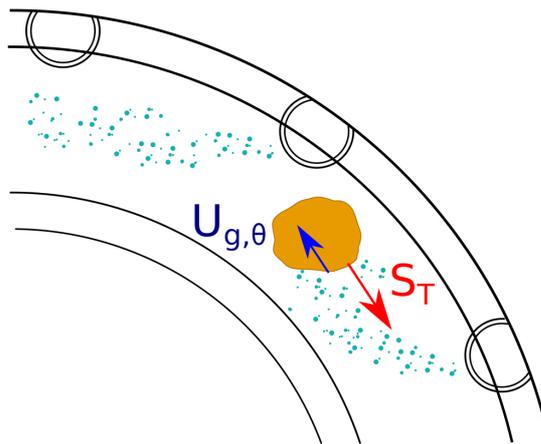


FIGURE 4.11: Critère de propagation adapté pour une chambre à combustion giratoire.

Le critère de propagation formulé dans l'équation 4.10 a donc été étendu pour prendre en compte la convection du noyau, à contre-courant par rapport au flux d'air tangentiel, comme :

$$P_{up,\theta} = P(S_T > U_{g,\theta}) \quad (4.11)$$

### 4.2.2 Implémentation dans Cedre

Afin de pouvoir réaliser un calcul de propagation de flamme, [García-Rosa \(2008\)](#) a implémenté au sein du code CEDRE la première version du module de noyau d'allumage. Cette version a été mise à jour au cours de ce travail de thèse, et a pu être utilisée pour la première fois pour réaliser un calcul d'allumage tridimensionnel. La procédure d'une simulation d'allumage correspond aux étapes suivantes :

1. Simulation d'un écoulement aérodiphasique, jusqu'à convergence du calcul.
2. Appel au module d'allumage pour la simulation de noyau. Le calcul de l'écoulement est figé pendant la durée de la simulation.
3. L'état final du noyau est utilisé comme conditions initiales pour un calcul de propagation de flamme.

L'appel au module est réalisé au cours d'une itération du solveur SPARTE, solveur dédié au traitement de la phase dispersée selon une approche Lagrangienne. À la fin de cette itération, les paramètres du solveur pour la phase gazeuse sont mis à jour, par projection des champs du modèle de noyau sur le maillage tridimensionnel.

En plus de la mise à jour du module, une légère modification des programmes d'appel a été nécessaire, la version implémentée par García-Rosa ayant été prévue pour réaliser un calcul monoprocasseur. Or, le code a vocation à la réalisation de calculs parallèles. Pour ce cas de figure, le domaine de calcul est découpé en plusieurs sous-domaines répartis selon les processeurs. Chacun d'entre eux voit seulement la géométrie et les variables d'état le concernant. Selon ce principe, il est facile de voir que les phases de collecte des données et le dépôt du noyau d'allumage dans l'écoulement nécessitent un partage de données entre les différents processeurs. Cet échange de données est réalisé en utilisant la bibliothèque MPI (Message Passing Interface), utilisée dans l'environnement de développement de CEDRE.

# Partie III : Étude expérimentale d'un secteur de chambre

---

---

# Chapitre 5

## Présentation du banc d'essai et de la maquette mono-secteur

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Description du banc Mercato</b>	<b>89</b>
5.1.1	Performances du banc	90
5.1.2	Mise en oeuvre du banc	90
<b>5.2</b>	<b>Chambre de combustion mono-secteur</b>	<b>90</b>
5.2.1	Système d'injection	91
5.2.2	Dispositif d'allumage	92
5.2.3	Instrumentation de la maquette	92
<b>5.3</b>	<b>Choix des conditions opératoires</b>	<b>93</b>

---

Ce chapitre introduit une description du banc MERCATO et de la maquette mono-secteur. Une distinction nette doit être faite entre le banc d'essai instrumenté, et la maquette, comprenant l'enceinte de la chambre de combustion, le système d'injection et la chaîne d'allumage. Une description détaillée du banc et de la maquette est également disponible dans la thèse de [García-Rosa \(2008\)](#).

### 5.1 Description du banc Mercato

Le banc MERCATO<sup>1</sup>, a été conçu pour permettre l'étude des phénomènes physiques mis en jeu dans la combustion diphasique, et ce pour des conditions critiques de haute altitude. La conception modulaire du banc autorise la mise en place de chambres de combustion reproduisant partiellement les foyers de combustion aéronautique. Les configurations étudiées peuvent comporter un ou plusieurs systèmes d'injection. L'aménagement d'accès optiques rend possible l'utilisation de techniques de mesure non-intrusives variées en milieu confiné. Une caractérisation complète de l'écoulement est ainsi possible aussi bien en combustion qu'en conditions non-réactives.

---

1. Moyen Expérimental et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques

### 5.1.1 Performances du banc

Le banc permet de reproduire divers régimes de sortie compresseur représentatifs des conditions de redémarrage en haute-altitude (basse pression et basse température). L'air est fourni au moyen d'un compresseur électrique relié à un réservoir tampon et une vanne de régulation, permettant de stabiliser le débit massique. Afin de simuler la montée en température induite par la traversée du compresseur, il est possible d'utiliser un réchauffeur capable d'élever la température de l'air à plus de  $200^{\circ}C$ . À l'inverse, les conditions de basse température sont générées à l'aide d'un échangeur à azote liquide, permettant d'abaisser la température jusqu'à  $-40^{\circ}C$ .

Les très basses pressions rencontrées en conditions de haute altitude sont reproduites par l'utilisation d'une trompe d'aspiration montée en sortie de chambre. Par échange de quantité de mouvement, le dispositif permet de diminuer la pression de la chambre jusqu'à  $0.4bar$ . Les conditions de basse pression et basse température obtenues sont représentatives de celles rencontrées pour une altitude inférieure ou égale à  $6000m$ .

L'alimentation en carburant est assurée au moyen de deux lignes de kérosène pilotées de manière indépendante, et connectées à un réservoir pressurisé. Pour chacune de ces lignes, le débit massique est ajusté au moyen d'une vanne de régulation, et une électrovanne permet d'assurer la fermeture complète de la ligne.

### 5.1.2 Mise en oeuvre du banc

Le banc permet l'utilisation d'un ensemble de capteurs analogiques de type sondes de pression, débitmètres et thermocouples. L'ensemble des capteurs, vannes de régulation, ainsi que la chaîne d'allumage, est piloté à distance à l'aide d'un logiciel développé sous LABVIEW. Cet outil offre la possibilité de programmer des séquences d'essais complexes, incluant une temporisation des différents événements. Par exemple, la montée en régime d'un réacteur est simulée à l'aide d'une rampe de débit d'air. Pour une maquette multi-injecteur, l'étude de la transition d'une flamme d'un système d'injection à l'autre est rendue possible par un déclenchement séquentiel des différents systèmes d'injection.

## 5.2 Chambre de combustion mono-secteur

La figure 5.1 présente deux vues de la chambre de combustion mono-secteur. Elle est de forme parallélépipédique rectangle (section droite carrée de dimensions  $129 \times 129mm^2$ , longueur  $284mm$ ). Une schématisation de la chambre est montrée sur la figure 5.2. Avant de pénétrer dans la chambre, l'écoulement gazeux traverse un plenum faisant office de chambre de tranquillisation. La sortie de chambre est connectée à une trompe d'aspiration via une pièce faisant office d'interface. La géométrie de la chambre est en tout point identique à celle étudiée par [García-Rosa \(2008\)](#), à une modification près sur la paroi d'entrée de chambre. Le diffuseur du système d'injection avait été modifié afin de minimiser les projections de carburant liquide sur les hublots, par l'ajout d'une pièce recouvrant intégralement la paroi d'entrée, et formant un diffuseur à bord carré. Cette pièce a été ôtée, et une nouvelle paroi d'entrée a été conçue, en conservant la

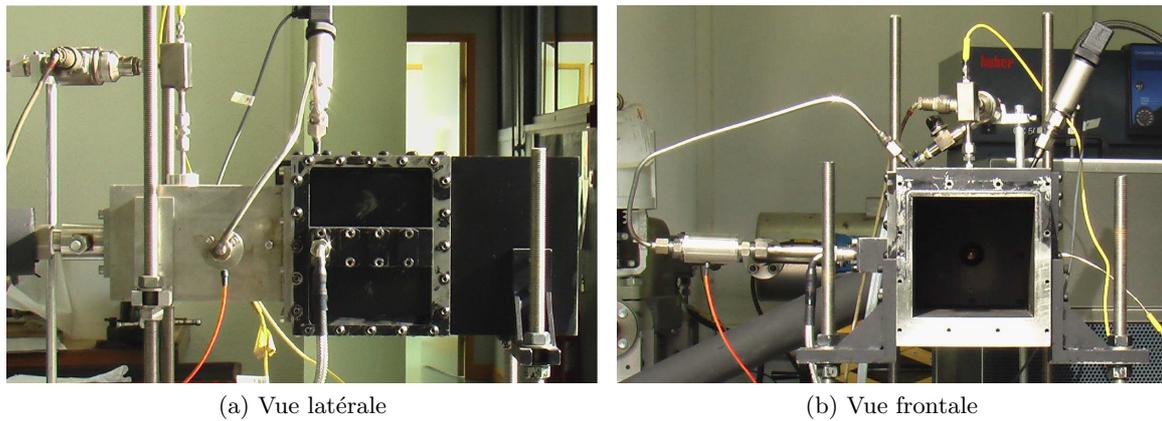


FIGURE 5.1: Photographies de la chambre de combustion mono-secteur, d'après [García-Rosa \(2008\)](#).

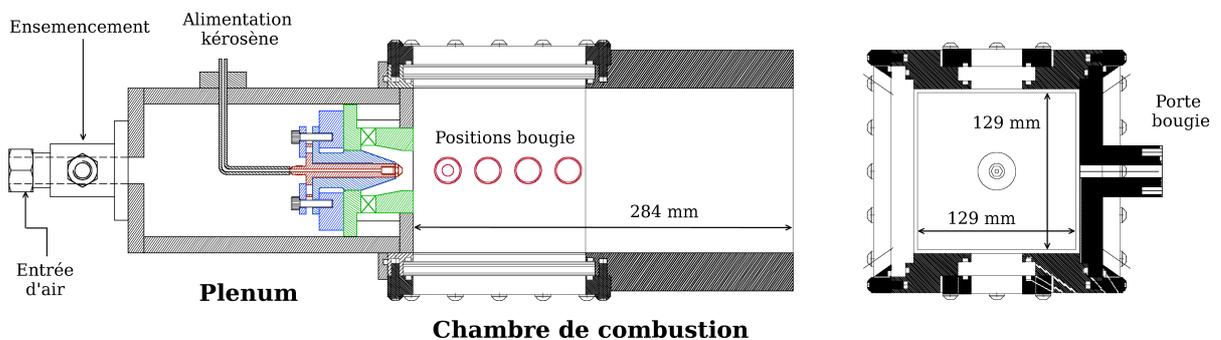


FIGURE 5.2: Schématisation de la chambre de combustion mono-secteur.

forme du diffuseur modifié. De fait, le plan d'entrée chambre a été décalé de  $3\text{mm}$  en arrière, tout en conservant le positionnement des autres éléments.

La chambre de combustion comporte deux hublots latéraux rectangulaires de  $144 \times 129\text{mm}^2$ . Ils permettent d'observer la totalité du champ depuis le plan d'injection, jusqu'à une position à  $129\text{mm}$  en aval de l'injecteur. Un autre accès optique est aménagé par le fond de chambre, permettant une vue frontale du système d'injection. Des hublots de taille plus réduite ( $40 \times 129\text{mm}^2$ ) peuvent également être placés sur les parois supérieures et inférieures de la chambre.

Pour une utilisation du banc en air froid, un système de double hublot ventilé par azote peut être mis en place, permettant d'éviter les problèmes de condensation et de givrage. Le hublot intérieur, devant faire face à des contraintes thermiques importantes en combustion, est en silice fondue.

### 5.2.1 Système d'injection

Le système d'injection a été conçu par TURBOMECA. Il est composé d'une tête d'injection mécanique pour le liquide et d'un tourbillonneur à entrées d'air tangentielles (cf figure 5.3). L'écoulement porteur pénétrant par ces canaux suit un mouvement giratoire autour de l'axe du système d'injection. Cette configuration reproduit ainsi les caractéristiques principales des

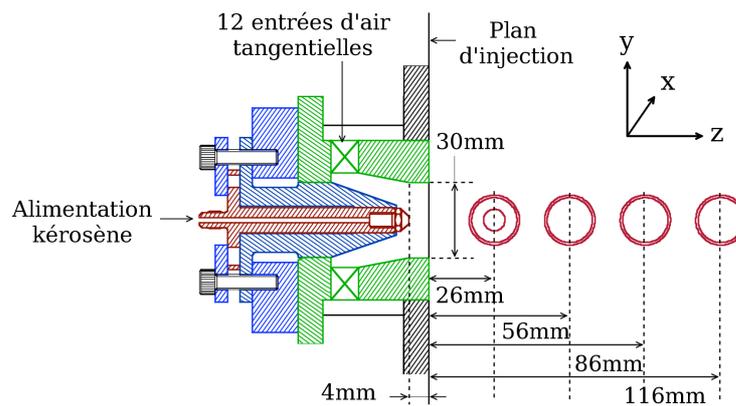


FIGURE 5.3: Schématisation du système d'injection et du positionnement des bougies.

écoulements tourbillonnaires, décrites dans la section 2.2.

Le carburant liquide est injecté sous forme de nappe liquide conique. Ce film liquide va se déstabiliser et créer des ligaments et des amas (atomisation primaire), qui vont être à leur tour cisailés par l'écoulement tourbillonnaire à forte vitesse, et pulvérisés en gouttelettes de petites tailles (atomisation secondaire). Sur cette configuration, la tête d'injection, fabriquée par DELAVAN, génère un cône creux d'ouverture  $40^\circ$ .

Pour la suite de ce mémoire, nous introduirons le repère cartésien  $(O_x, O_y, O_z)$ .  $O_z$  correspond à l'axe du système d'injection, et les composantes  $O_x$  et  $O_y$  correspondent respectivement à l'axe vertical et horizontal. Nous définirons abusivement comme *plan d'injection* le plan coplanaire à la paroi d'entrée de la chambre à  $z = 0\text{mm}$ . En réalité, la tête d'injection du gicleur est montée avec un retrait de  $4\text{mm}$  par rapport à ce plan.

## 5.2.2 Dispositif d'allumage

Pour les essais d'allumage, l'allumeur utilisé est une bougie à arc alimentée par un circuit capacitif, et délivrant une étincelle à une fréquence de  $6\text{Hz}$ , pour une puissance électrique de  $400\text{mJ}$ . La chaîne d'allumage utilisée est représentative de celle d'un dispositif industriel.

La bougie est montée sur un hublot en acier pourvu de quatre emplacements. Ce porte-bougie peut être monté sur l'une des quatre parois de la chambre, le choix étant conditionné par les accès optiques désirés. Par rapport au plan d'injection, quatre positions de bougie sont possibles : 26, 56, 86 et  $116\text{mm}$ . Les positions de bougie sont matérialisées sur la figure 5.3. L'électrode émerge dans la chambre au ras de la paroi, et sa pénétration peut être ajustée au moyen de cales.

## 5.2.3 Instrumentation de la maquette

La chambre est équipée de deux prises de pression, une prise de pression statique placée sur une arête près du fond de chambre, permettant la mesure de la pression de la chambre, et une prise de pression différentielle mesurant la perte de pression (ou perte de charge) à travers le système d'injection.

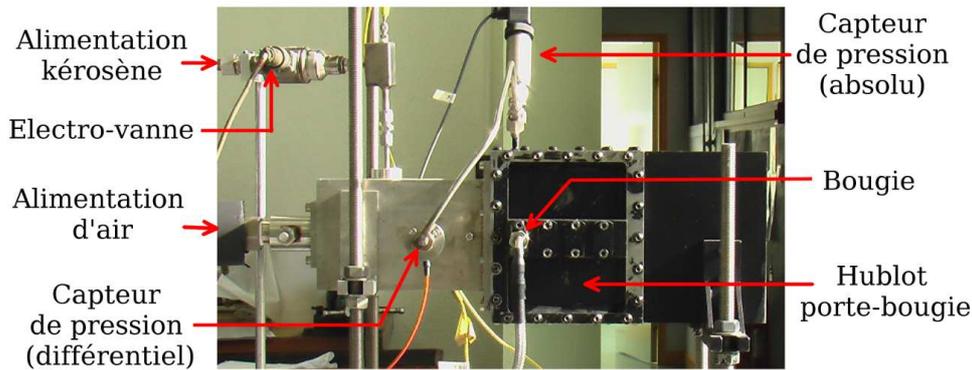


FIGURE 5.4: Instrumentation de la chambre de combustion mono-secteur.

Au niveau du plenum, deux thermocouples permettent de mesurer la température de l'air en amont du tourbillonneur, ainsi que celle du kérosène pénétrant dans l'injecteur mécanique (cf figure 5.4). Les différents débits sont mesurés au moyen de débitmètres à effet Coriolis.

### 5.3 Choix des conditions opératoires

Un des objectifs de ce travail de thèse est de compléter la banque de données déjà existante sur la configuration mono-secteur. Ladite base de données a pour vocation de permettre la validation de code de calculs multiphysiques, et se doit d'être la plus complète possible. L'état de l'art établi dans la section 2.5.1 a permis d'identifier plusieurs points essentiels à approfondir, à savoir :

1. Étude de la convection du noyau d'allumage par l'écoulement.
2. Mesure de la vitesse de la phase gazeuse en combustion.
3. Caractérisation instationnaire de la concentration du brouillard de carburant.

En outre, la bonne modélisation d'un écoulement aérodiphasique nécessite de reproduire le plus fidèlement possible l'injection de la phase dispersée. La définition de ces conditions aux limites requiert des mesures de vélocimétrie et de granulométrie du brouillard, et ce au plus près de la tête d'injection.

Le point de fonctionnement choisi a été sélectionné afin de servir de cas test *de référence* pour des simulations d'allumage sous les codes CEDRE et AVBP . Il a été choisi à partir d'une banque d'essais d'allumage réalisée dans le cadre du programme européen TIMECOP ([Lecourt, 2008a](#)). Les paramètres retenus sont résumés dans le tableau 5.1.

$T_{air}(K)$	$P(bar)$	$Q_{air}(g.s^{-1})$	$T_{kero}(K)$	$Q_{kero}(g.s^{-1})$	$\phi_{glob}$	$WR$
293.0	1.0	35.00	293.0	2.25	0.95	0.6

TABLE 5.1: Conditions opératoires pour le point de référence

On introduit le débit réduit,  $WR$  utilisé par les motoristes, défini comme :

$$WR = \frac{Q_{air} \cdot \sqrt{T}}{P} \quad [kg \cdot s^{-1} \cdot \sqrt{K} \cdot bar^{-1}] \quad (5.1)$$

Pour un débit d'air identique, [Lecourt \(2008a\)](#) a caractérisé les limites d'allumage en terme de richesse selon la position de la bougie dans la chambre. Pour ces conditions opératoires, l'allumage de la chambre est possible pour les trois premières positions de bougie, alors qu'il est nécessaire d'augmenter la richesse aux alentours de 1.2 afin d'obtenir l'allumage pour la position de bougie 116mm.

Les chapitres suivants décrivent les différentes campagnes d'essais entreprises sur la configuration mono-secteur. Tout d'abord, les moyens mis en œuvre selon les objectifs sont décrits. Puis, les différents résultats obtenus sont présentés, avant de réaliser une synthèse sur la banque de données obtenue.

# Chapitre 6

## Méthodes expérimentales

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Vélocimétrie et granulométrie laser</b>	<b>95</b>
6.1.1	Système PDI	95
6.1.2	Distribution en vitesse et diamètre des particules	99
6.1.3	Modélisation d'une distribution par un mélange Gaussien : algorithme EM	100
6.1.4	Caractérisation du brouillard en zone proche injecteur	101
6.1.5	Mesure de la vitesse de la phase gazeuse en combustion diphasique	104
<b>6.2</b>	<b>Visualisation directe de l'écoulement</b>	<b>108</b>
6.2.1	Visualisation de l'allumage	108
6.2.2	Visualisations tomographiques du brouillard de carburant	110

---

Ce chapitre décrit l'ensemble des diagnostics optiques mis en œuvre sur la chambre de combustion mono-secteur, pour nos conditions opératoires de référence. Ces méthodes peuvent se classer en deux familles :

1. Technique Phase-Doppler, permettant la mesures de vitesse des deux phases de l'écoulement, et de granulométrie pour la phase dispersée ;
2. Visualisation haute cadence de l'écoulement, permettant de capter les phénomènes transitoires et instationnaires.

Les divers post-traitements spécifiques à chacune des ces techniques seront également décrits.

### 6.1 Vélocimétrie et granulométrie laser

#### 6.1.1 Système PDI

Le système PDI (Phase Doppler Interferometry) est une technique permettant une mesure conjointe de vitesse et taille de particules solides ou liquides. Il s'agit d'une extension de la technique de vélocimétrie laser à franges LDA. Le dispositif utilisé est le PDI-200MD de *Artium Technologies Inc.* Son principe est résumé dans ce mémoire, mais pour une description plus complète, il est possible de se référer à [Albrecht et al. \(2003\)](#).

### 6.1.1. SYSTÈME PDI

Il s'agit d'une technique de mesure ponctuelle, le volume de mesure étant constitué par l'intersection de deux faisceaux de lumière cohérente de longueur d'onde  $\lambda$ , selon un demi-angle  $\alpha$ , créant un réseau de franges d'interférences d'interfrange  $i_\nu$ , tel que :

$$i_\nu = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha)} \quad (6.1)$$

Ces faisceaux sont obtenus à l'aide d'une source laser monochromatique et d'un dispositif diviseur de faisceau (cf figure 6.1). Une particule traversant ce réseau de franges va diffuser la lumière sous forme de bouffée Doppler, qui sera captée et amplifiée par un ou plusieurs récepteurs de type photo-multiplicateur. Ce signal est de type *chirp* et présente une allure pseudo-périodique en temps. Son expression peut s'écrire :

$$I(t) = P(1 + V\cos(2\pi\nu_d t + \phi)) \quad (6.2)$$

$P$  et  $V$  sont respectivement le piédestal et la visibilité du signal Doppler. La fréquence de ce chirp est inversement proportionnelle au rapport de l'interfrange et de la vitesse de traversée du réseau  $|\vec{V}_d|$ , soit :

$$\nu_d = \frac{|\vec{V}_d \cdot \vec{n}|}{i_\nu} \quad (6.3)$$

Avec  $\vec{n}$  le vecteur normal correspondant à l'orientation du système de franges. Le signal Doppler, après application d'une transformée de Fourier, permet ainsi de mesurer la projection de la vitesse selon l'orientation du volume de mesure.

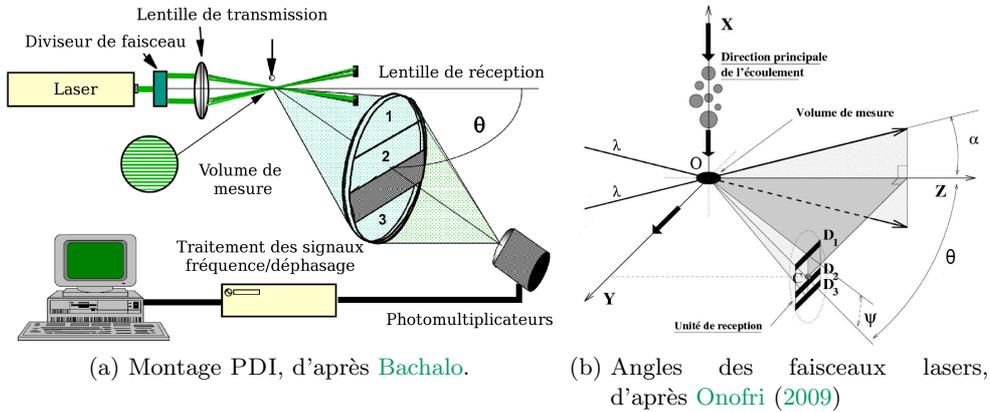


FIGURE 6.1: Schématisation du système PDI.

Selon ce principe, il est possible de déterminer la norme, mais non la direction d'une composante de vitesse, une même fréquence correspondant aussi bien à des valeurs positives ou négatives. Une discrimination est rendue possible en imposant un défilement du réseau de franges à une vitesse constante. Sous la condition que cette vitesse soit suffisamment élevée, la fréquence de la bouffée Doppler est alors liée à la vitesse de la particule. Sur le système employé, une cellule de Bragg est utilisée afin de modifier la fréquence de l'un des faisceaux laser, et ainsi produire le glissement du réseau de franges. Si la vitesse de défilement du réseau est  $v_0$ , la relation

reliant la vitesse et la fréquence du chirp devient alors :

$$\nu_d = \frac{|(\vec{V}_d - \vec{v}_0) \cdot \vec{n}|}{i_\nu} \quad (6.4)$$

Le système utilisé permet la mesure simultanée de deux composantes de vitesse, grâce à l'utilisation de deux faisceaux laser de longueur d'onde différentes, l'un vert ( $\lambda=532$  nm) et l'autre bleu ( $\lambda=473$  nm). L'orientation des deux systèmes de frange est telle que les deux composantes de vitesse mesurées sont orthogonales (cf figure 6.2). En pratique, pour un écoulement axi-symétrique comme celui rencontré sur la configuration mono-secteur, les trois composantes de vitesse peuvent être mesurées en réalisant deux traversées perpendiculaires au sein de l'écoulement :

- une traversée horizontale pour le couple de composantes axiale/tangentielle,
- une traversée verticale pour le couple axiale/radiale.

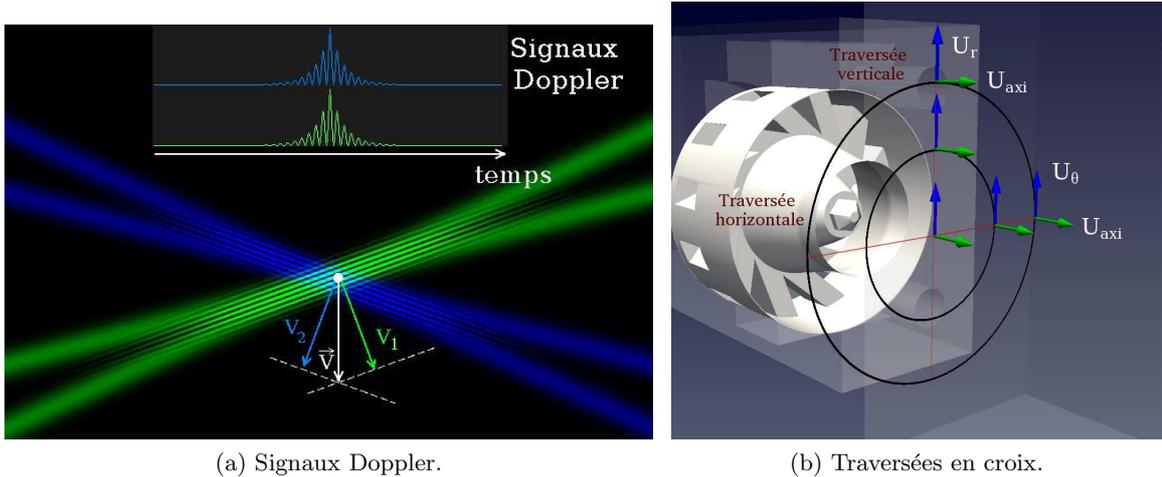


FIGURE 6.2: Principe de la vélocimétrie laser 2D, et schématisation des traversées en croix sur la chambre mono-secteur.

La mesure de la taille de particules est réalisée par un traitement supplémentaire du signal Doppler. Son principe peut se résumer de la façon suivante. Pour deux photo-multiplicateurs coplanaires, de positions décalées d'un angle  $\Psi$ , la traversée d'une frange d'interférence par une particule va produire des signaux perçus avec un déphasage  $\Delta\phi$ . Ce déphasage est lié à la différence de parcours des rayons diffusés, et pour une particule sphérique, il dépend de la taille de la particule (cf figure 6.3). En notant  $n$  l'indice de réfraction de la particule, la relation liant le déphasage et le diamètre de la particule s'exprime, pour une réflexion spéculaire (réflexion directe à la surface de la goutte) :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda} d_p \left( \sqrt{1 - \cos\Psi \cos\theta \cos\alpha} + \sin\Psi \sin\alpha \right) \quad (6.5)$$

$$- \sqrt{1 - \cos\Psi \cos\theta \cos\alpha} - \sin\Psi \sin\alpha \quad (6.6)$$

et pour la réfraction du premier ordre (traversée de la particule par le rayon) :

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d_p \left( \sqrt{1 + n^2 - n\sqrt{2}\sqrt{1 + \sin\Psi\sin\alpha + \cos\Psi\cos\theta\cos\alpha}} \right. \quad (6.7)$$

$$\left. - \sqrt{1 + n^2 - n\sqrt{2}\sqrt{1 - \sin\Psi\sin\alpha + \cos\Psi\cos\theta\cos\alpha}} \right) \quad (6.8)$$

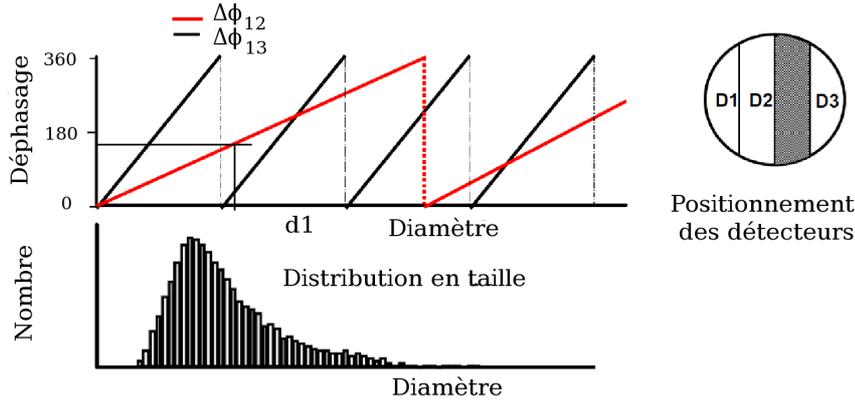


FIGURE 6.3: Mesure des tailles de particules par PDI, d'après [Bachalo](#).

Le système PDI utilise le signal d'un troisième détecteur, permettant de calculer deux déphasages indépendants. L'information fournie par ce troisième détecteur permet :

1. d'augmenter la résolution du système sans diminuer sa dynamique ;
2. de confirmer la mesure de taille en comparant les résultats obtenus selon les deux déphasages (la mesure est éventuellement rejetée si l'écart constaté est trop important).

Sur le système utilisé, la mesure de diamètre est réalisée exclusivement à partir du signal diffusé par le laser vert. Lors de la mesure de deux composantes de vitesse, il est possible d'activer un filtrage *en coïncidence*. Si une particule traverse les deux systèmes de franges dans une fenêtre temporelle donnée, un recouplement des signaux mesurés est réalisé, afin d'attribuer à la particule deux composantes de vitesse. Ce post-traitement est réalisé par le logiciel du système, ce qui signifie qu'il n'altère aucunement les données recueillies lors de l'acquisition. Le signal PDI peut ainsi être retraité à volonté, en désactivant ou non ce filtrage.

Les dispositifs d'émission et de réception du PDI sont montés au moyen de barres micro-contrôles sur un mécanisme assurant la translation de l'ensemble selon les trois directions (cf figure 6.4). Leur positionnement relatif ainsi que leur orientation sont ainsi conservés pendant l'ensemble des acquisitions. Le système est piloté par le logiciel de contrôle du PDI. L'acquisition d'une traversée est réalisée en deux étapes :

1. Réalisation d'un plan de mesure selon un quadrillage avec un pas d'échantillonnage de  $1\text{mm}$ . Cette étape permet d'identifier le centre aérodynamique de l'écoulement. Les mesures sont réalisées sur un échantillon réduit de particules afin de gagner du temps.
2. Réalisation des deux traversées, horizontales puis verticales, selon un pas d'échantillonnage de  $2\text{mm}$ . L'origine de ces traversées est centrée sur l'axe aérodynamique de l'écoulement.

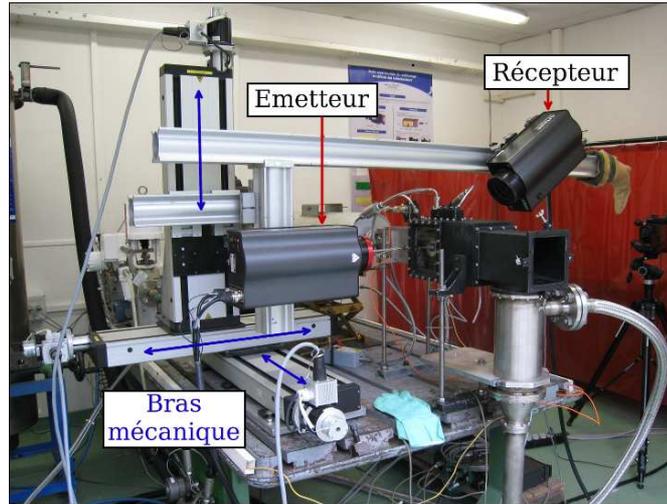


FIGURE 6.4: Montage et déplacement en translation du système PDI sur MERCATO.

### 6.1.2 Distribution en vitesse et diamètre des particules

Le grand avantage d'une technique de mesure par comptage des particules est de pouvoir, à partir d'un échantillon de taille suffisante, reconstituer fidèlement les distributions en taille et vitesse en tout point d'un spray. Des statistiques sur un échantillon suffisant de particules permettent d'extraire des valeurs moyennes et fluctuantes. Généralement, la distribution en taille est caractérisée par au moins deux moyennes. Les plus couramment utilisées sont le diamètre moyen arithmétique  $D_{10}$ , calculé comme :

$$D_{10} = \frac{\sum_k^{N_k} d_k}{N_k} \quad (6.9)$$

et le diamètre moyen de Sauter  $D_{32}$ , rapport de la moyenne volumique et surfacique, soit :

$$D_{32} = \frac{\sum_k^{N_k} d_k^3}{\sum_k^{N_k} d_k^2} \quad (6.10)$$

Il est également possible, à l'aide d'un traitement adéquat, d'obtenir des corrélations entre les tailles et vitesses des particules. Ceci peut s'avérer judicieux pour l'analyse d'un spray poly-disperse. La différence d'inertie entre les petites et grosses particules peut en effet induire des différences importantes de vitesse en fonction de leur taille. Pour la définition d'un injecteur numérique, la non-prise en compte de ces corrélations peut entraîner des écarts importants sur les trajectoires des particules.

Dans certains cas, il est possible de rencontrer des distributions en vitesse multimodales. Les causes peuvent en être la présence de zones de recirculation, ou bien l'existence de phénomènes intermittents. Ce type de situation a été observé par exemple pour des mesures LDA.

Dans le cadre de ces travaux, une analyse a été proposée afin de traiter des distributions de vitesse multimodales. Cette approche permet de décrire chaque mesure réalisée au sein du spray par un ensemble de clusters de particules caractérisées par leur dynamique. Ceci est rendu possi-

ble par l'utilisation d'une méthode d'analyse discriminante. Son principe en est simple : il s'agit de modéliser une distribution en vitesse de type quelconque par une somme de lois gaussiennes. Chacune des gaussiennes ainsi identifiées sera représentative d'un *cluster* de particules.

### 6.1.3 Modélisation d'une distribution par un mélange Gaussien : algorithme EM

MIXMOD (MIXture MODeling) est un programme d'analyse discriminante, basé sur l'utilisation d'un algorithme itératif EM (Espérance-Maximisation), et développé par [Biernacki et al. \(2006\)](#) (pour plus de détails, se référer à son article). À partir d'un jeu de données  $x_i$  dans un espace de dimension  $d$ , l'algorithme modélise la PDF des  $x_i$  par un mélange de  $K$  lois gaussiennes, soit :

$$f(x_i) = \sum_{k=1}^K p_k \cdot h(x_i, \lambda_k) \quad (6.11)$$

avec  $h$  : distribution gaussienne de paramètres  $\theta_k = (\mu_k, \Sigma_k)$   
 $\mu_k$  : vecteur moyenne du mode  $k$   
 $\Sigma_k$  : matrice de variance-covariance de la gaussienne du mode  $k$   
 $p_k$  : paramètre de proportion du mode  $k$

La distribution du mode  $k$  est donc donnée par :

$$h(x_i | \mu_k, \Sigma_k) = (2\pi)^{d/2} |\Sigma_k|^{-1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}(x_i - \mu_k)' \Sigma_k^{-1} (x_i - \mu_k)\right\} \quad (6.12)$$

$K$  sera donc le nombre de clusters formés. L'algorithme débute par une phase d'initialisation, où les données sont attribuées aléatoirement à chaque mode. On peut décomposer l'itération  $m$  de l'algorithme en deux sous-étapes :

1. **Espérance** : calcul de la probabilité  $t_{ik}^m$  telle que  $x_i$  appartienne au mode  $k$

$$t_{ik}^m = t_k^m(x_i, \theta^{m-1}) = \frac{p_k^{m-1} h(x_i | \lambda_k^{m-1})}{\sum_{l=1}^K p_l^{m-1} h(x_i | \lambda_l^{m-1})} \quad (6.13)$$

2. **Maximisation** : mise à jour des  $\theta_k$  afin de maximiser la grandeur homogène au logarithme de la vraisemblance de la distribution

$$F(\theta, x_1, \dots, x_n, t^m) = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^K t_{ik}^m \ln[p_k \cdot h(x_i | \lambda_k)] \quad (6.14)$$

Les critères d'arrêt de l'algorithme sont soit un nombre d'itérations seuil atteint, soit un seuil minimum de la variation de la vraisemblance.

Appliqué aux données PDI,  $x_i$  est une mesure de la vitesse de la particule, pour une ou deux composantes de vitesse selon les cas traités. Les sorties du modèle sont donc, pour chaque cluster  $k$ , le vecteur des vitesses moyennes  $\mu_k$ , ainsi que leur écart type extrait des valeurs diagonales de  $\Sigma_k$ . De plus, pour chaque particule, la variable  $t_{ik}$  peut être utilisée pour pondérer le calcul des paramètres moyens du cluster. Si l'information sur la taille des particules est disponible, il

est alors possible de calculer les diamètres moyens pour chaque cluster, comme :

$$D_{10,k} = \frac{\sum_{i=1}^n t_{ik} d_i}{\sum_{i=1}^n t_{ik}} \quad (6.15a)$$

$$D_{32,k} = \frac{\sum_{i=1}^n t_{ik} d_i^3}{\sum_{i=1}^n t_{ik} d_i^2} \quad (6.15b)$$

Cet algorithme a été appliqué pour traiter les données PDI issues de deux campagnes d'essais, mais dans deux buts différents. Pour la caractérisation du brouillard en non-réactif, l'objectif était de vérifier l'existence de modes de vitesses distincts, et éventuellement identifier des groupes de gouttes recirculés. Pour les mesures de vitesse de la phase gazeuse en combustion, l'objectif était de distinguer les clusters de particules pouvant correspondre à la vitesse des gaz, et ceux correspondant à la vitesse du kérosène. Les modalités d'application de l'algorithme sont expliquées plus en détail dans les sections 6.1.4 et 6.1.5.

Un exemple de traitement de données bidimensionnelles est présenté sur la figure 6.5, pour un couple de vitesse axiale/radiale. Cette distribution de vitesse correspond à une mesure en non-réactif réalisée pour un écoulement carburé, et a permis d'identifier quatre clusters. On peut voir que pour un nombre de clusters bien choisi, il est possible d'approcher correctement la distribution de vitesse des particules, et d'isoler des clusters avec des dynamiques très différentes. La même méthode peut être appliquée pour des distributions à une composante de vitesse.

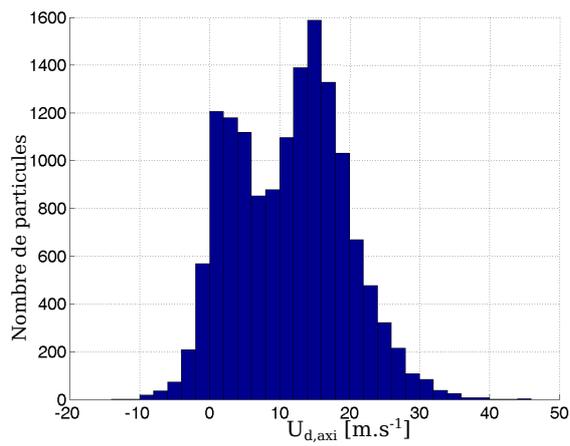
#### 6.1.4 Caractérisation du brouillard en zone proche injecteur

Les systèmes de type Phase-Doppler constituent actuellement les outils les plus fiables pour la caractérisation d'un spray. Dans le cadre de la simulation des écoulements diphasiques, les données obtenues permettent de définir des conditions aux limites pour l'injection de la phase dispersée, et de valider l'ensemble des modèles relatifs aux interactions entre la phase liquide et la phase gazeuse (évaporation, atomisation...).

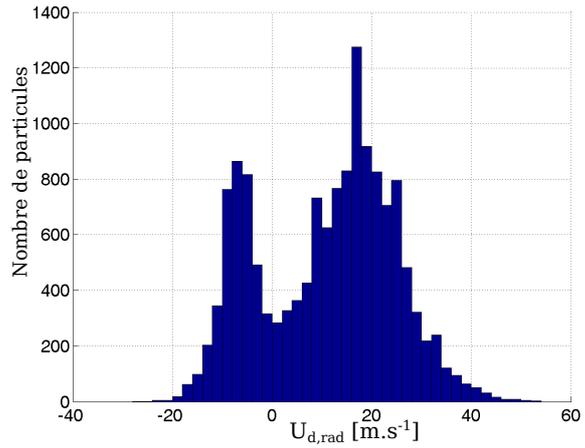
Les mesures de granulométrie sont cependant possibles uniquement pour des gouttes de forme sphérique, et doivent être réalisées à une certaine distance de la tête d'injection. Il est ainsi possible de s'affranchir de la présence de structures de type film liquide ou ligaments, susceptibles de dégrader sensiblement la qualité de la mesure PDI. De plus, il est important de se situer dans une zone où le brouillard est dilué, afin de minimiser les problèmes liés à la diffusion de la lumière par réflexions multiples.

Pour la configuration mono-secteur, le positionnement du volume de mesure est conditionné par les dimensions des accès optiques et l'angle de croisement des faisceaux laser. Ainsi, les réglages intrinsèques au système PDI font que la position du volume de mesure la plus proche possible de l'injecteur est située à 6mm du plan d'injection, soit 10mm du gicleur.

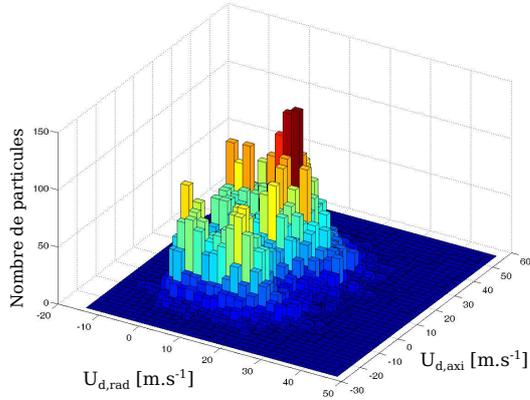
En environnement confiné, la mise en œuvre du système PDI présente également un inconvénient notable. En entrant en collision avec les hublots, les gouttes vont créer un film de ruissellement entraînant une dégradation progressive des accès optiques. Lors de travaux précédents, des mesures ont pu être réalisées pour des écoulements à température élevée, et une richesse globale injectée bien plus faible que celle choisie pour le cas de référence. Même dans



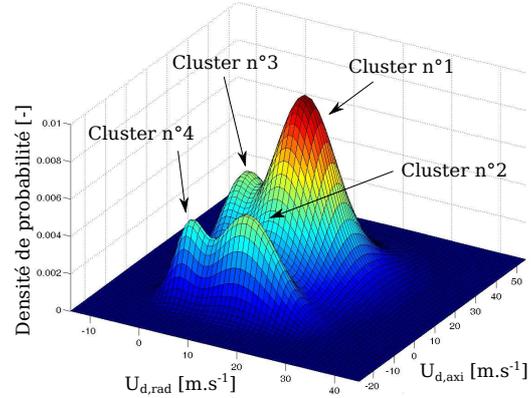
(a) Distribution de vitesse axiale



(b) Distribution de vitesse radiale



(c) Distribution selon deux composantes de vitesse



(d) Approximation par mélange Gaussien

FIGURE 6.5: Modélisation d'un histogramme bidimensionnel par mélange Gaussien, d'après une mesure PDI en non -réactif ( $x = 0mm$ ,  $y = 20mm$ ,  $z = 6mm$ ). La distribution originale est présentée en a), b) et c), puis après traitement par l'algorithme EM en d).



FIGURE 6.6: Montage PDI sur MERCATO, sans chambre de combustion.

ces conditions, les mesures n'ont été possibles que pour les sections  $z = \{6,26,56\}mm$ .

Pour les conditions opératoires étudiées, la présence de l'enceinte de confinement entraîne l'apparition d'un film de ruissellement, et ce même au niveau des sections les plus amonts. En conséquence, l'étude présente s'est limitée à la caractérisation du brouillard pour la section  $z = 6mm$ , sans la présence de la chambre de combustion (cf figure 6.6). L'hypothèse est faite que, juste en sortie du système d'injection, les profils de vitesse de l'écoulement gazeux et de la phase liquide sont peu affectés par l'absence de confinement.

Le PDI a été utilisé en mode deux composantes, afin de mesurer simultanément deux composantes de vitesse orthogonales. Sous l'hypothèse d'un écoulement à symétrie cylindrique, la réalisation de deux traversées (une horizontale et une verticale) permet d'obtenir les trois composantes de vitesse des particules. Le dispositif de réception du PDI est monté en diffusion avant, avec un angle de  $35^\circ$ . Le post-traitement des données a été réalisé en appliquant un filtrage en coïncidence, ce qui permet de reconstituer une distribution en vitesse bidimensionnelle, comme celle présentée sur la figure 6.5. Un traitement par l'algorithme EM a été appliqué afin d'analyser les différentes classes de gouttes présentes au sein de l'écoulement, et éventuellement identifier des clusters de gouttes recirculés.

Les mesures PDI, traitées avec un filtrage en coïncidence, nous permettent d'identifier pour chaque goutte son diamètre et deux de ses composantes de vitesse. L'analyse a été répétée pour les deux couples de composantes axiale/radiale et axiale/tangentielle. La modélisation par mélange Gaussien a été réalisée sur un nombre important de Gaussiennes (8 clusters maximum), afin d'approcher au mieux la PDF originale. Certains clusters sont par la suite regroupés afin de faciliter l'interprétation des résultats.

Pour cette deuxième étape, la méthode dite de classification ascendante hiérarchique (CAH) a tout d'abord été testée. Il s'agit de calculer la distance entre chaque cluster, définie à partir de leurs coordonnées dans l'espace des deux composantes de vitesse. Cet algorithme propose ensuite un regroupement des classes les plus proches, afin de minimiser la distance entre chaque classe au sein du groupe. Malheureusement, cette méthode n'a pas pu être mise en œuvre de manière efficace. Il est encore nécessaire à l'opérateur de décider quel est le nombre final de

clusters désiré, aucun critère n'ayant été dégagé pour permettre l'automatisation du procédé. Au final, le regroupement des clusters est décidé arbitrairement par l'utilisateur, afin de former des classes regroupant les Gaussiennes voisines.

## 6.1.5 Mesure de la vitesse de la phase gazeuse en combustion diphasique

### 6.1.5.1 Problématique

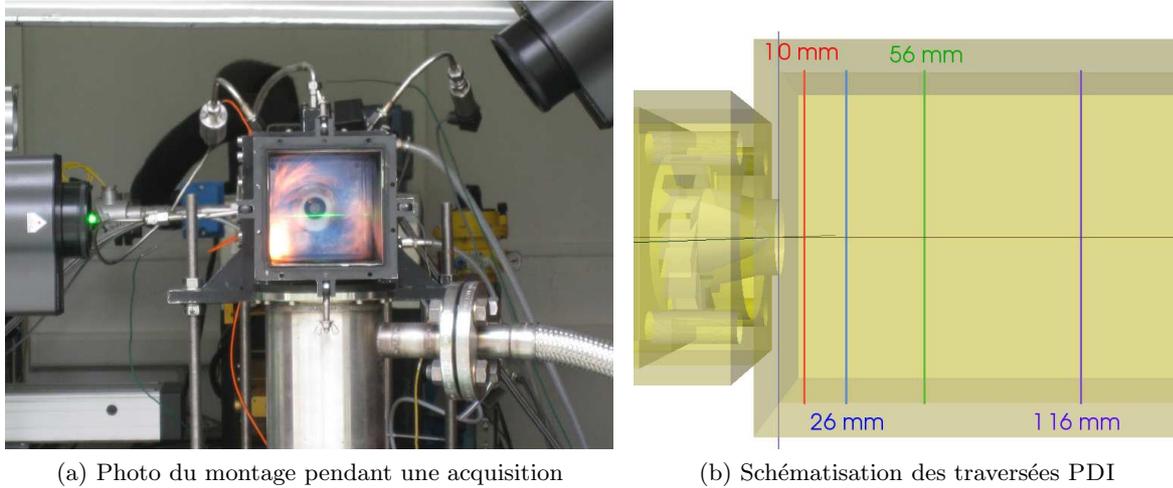


FIGURE 6.7: Mesure PDI pour un essai en combustion.

La mesure de la phase gazeuse en combustion diphasique est un point délicat. À l'instar du PDI, l'ensemble des techniques de vélocimétrie laser nécessite l'utilisation d'un traceur particulaire. Ce traceur doit pouvoir suivre au mieux les fluctuations de vitesse de l'écoulement gazeux, ce qui implique que son temps de réponse soit le plus bas possible devant l'échelle caractéristique de la turbulence. Ce temps de réponse peut s'exprimer comme :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g} \quad (6.16)$$

à partir de  $\tau_p$ , il est possible de définir le nombre de Stokes :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_g} \quad (6.17)$$

$$(6.18)$$

représentant le rapport entre le temps de réponse de la particule et l'échelle intégrale temporelle de la turbulence. Si  $St \geq 1$ , alors la vitesse de la particule s'adaptera mal aux changements de vitesse de l'écoulement porteur. Des particules possédant un nombre de Stokes élevé constitueront de mauvais traceurs pour l'écoulement étudié.

Les particules utilisées pour l'ensemencement doivent donc posséder une faible taille et une faible masse volumique. Pour un écoulement diphasique non-réactif, un traceur liquide comme l'huile est souvent privilégié. Pour une application sur un écoulement en combustion, l'utilisa-

tion d'un traceur solide possédant une haute tenue en température devient nécessaire. Les plus courants sont les oxydes de Zirconium  $ZrO_2$ , de Manganese  $MnO_2$  ou d'Aluminium  $Al_2O_3$ .

Ce type de mesure requiert également la capacité de distinguer le signal issu du traceur de celui des gouttes de carburant. En effet, si la taille des particules du traceur est bien calibrée, la distribution en diamètre du spray délivrée par un système d'injection standard peut être très étendue. Pour le système d'injection, les études réalisées pour des conditions similaires ont montré que les diamètres des gouttes pouvaient atteindre jusqu'à  $100\mu m$ .

La mesure de vitesse au sein d'un écoulement diphasique réactif pose également d'autres problèmes :

1. En un point donné, à cause de l'évaporation, l'histoire des gouttes de carburant au sein de l'écoulement est mal connue. De fait, il n'est pas assuré que des gouttes, même de petite taille, suivent parfaitement l'écoulement gazeux.
2. Les interactions entre les gouttes de carburant et le traceur (collision, coalescence), doivent être minimales afin de ne pas perturber la mesure.

### 6.1.5.2 Approche adoptée

Afin de lever l'ensemble de ces verrous, la méthodologie suivante a été proposée. L'écoulement réactif a étéensemencé au moyen de particules d'oxyde de zirconium  $ZrO_2$ , traceur possédant l'avantage de présenter un point de fusion élevé. Les particules utilisées sont calibrées et possèdent un diamètre inférieur à  $5\mu m$ . Elles sont injectées à l'intérieur de la veine d'essai grâce à un dispositif de type cyclone.

Le temps de réponse du traceur a été évalué pour un écoulement en combustion, et comparé à celui des gouttes de kérosène (cf tableau 6.1). La température de l'air considérée ici est égale à  $1500K$ . Afin de calculer un nombre de Stokes, considérons l'échelle intégrale de la turbulence pour l'écoulement non-réactif égale à 10% du diamètre du diffuseur. La vitesse turbulente, en sortie du diffuseur, est de l'ordre de  $20m/s$  d'après des mesures LDA, soit  $\tau_g = 0.15ms$ . Le même ordre de grandeur a été retrouvé à partir des simulations RANS présentées dans le chapitre 9. En utilisant les grandeurs turbulentes  $(k,l)$ , le temps caractéristique de la turbulence s'exprime comme :

$$\tau_g = \frac{l}{\sqrt{\frac{2k}{3}}} \quad (6.19)$$

En sortie du diffuseur, selon le rayon,  $\tau_g$  est compris entre  $0.06$  et  $0.4ms$ , ce qui est cohérent avec l'estimation précédente. Il est cependant important de signaler que cette simulation RANS, ne prend pas en compte l'influence du PVC, et peut ainsi sous-estimer l'énergie cinétique turbulente. De plus, ce modèle de turbulence suppose une turbulence isotrope, ce qui n'est pas le cas pour les écoulements tourbillonnaires.

Le calcul du nombre de Stokes montre que les petites gouttes de kérosène, ainsi que les particules solides de petite taille, ont un nombre de Stokes assez faible. En revanche, les particules de taille plus importante ont un nombre de Stokes élevé, et doivent être éliminées de la mesure afin d'estimer correctement la vitesse des gaz. L'ensemble des études préliminaires fixant les

	$D_p(\mu m)$	$\tau_p(ms)$	$St$
$ZrO_2$	5	0.13	0.86
kérosène	5	0.015	0.10
-	20	0.23	1.53
-	40	0.93	6.20
-	60	2.06	13.73

TABLE 6.1: Nombre de Stokes pour les gouttes de kérosène et les particules de  $ZrO_2$  pour une température de  $1500K$  ( $\tau_g = 0.15ms$ ).

réglages du PDI a été réalisé par Rossoni (2009). La contribution de ce travail de thèse, en plus d'une participation active à la réalisation des essais, a porté sur le post-traitement des données et l'analyse des résultats obtenus. Cette étude propose ainsi une nouvelle approche permettant de discriminer le signal de diffusion du traceur de celui du carburant. Le dispositif PDI a été utilisé en mode 1D, afin de mesurer la vitesse axiale des particules. En effet, les signaux Doppler issus de la seconde tête laser n'ont pu être exploités, l'intensité diffusée par les particules de  $ZrO_2$  étant beaucoup trop faible.

Les mesures de vitesse ont été réalisées pour des traversées horizontales d'abscisse  $\{10,26,56,116\}mm$  (cf figure 6.7). Le PDI a été monté avec un angle de réception de  $35^\circ$  (diffusion avant). Cet angle a été choisi afin de maximiser l'intensité du signal diffusé par les particules de  $ZrO_2$  par rapport aux gouttes de kérosène, et afin de permettre la réalisation d'une demi-traversée de la veine. Rossoni a également calculé la relation liant le déphasage des signaux PDI au diamètre des gouttes de kérosène et du traceur (cf figure 6.8). Cette relation dépendant de l'indice de la particule, le diamètre calculé par le PDI pour des gouttes de kérosène, avec les réglages correspondant à l'oxyde de zirconium, fera apparaître ces gouttes avec un diamètre plus élevé que leur diamètre réel.

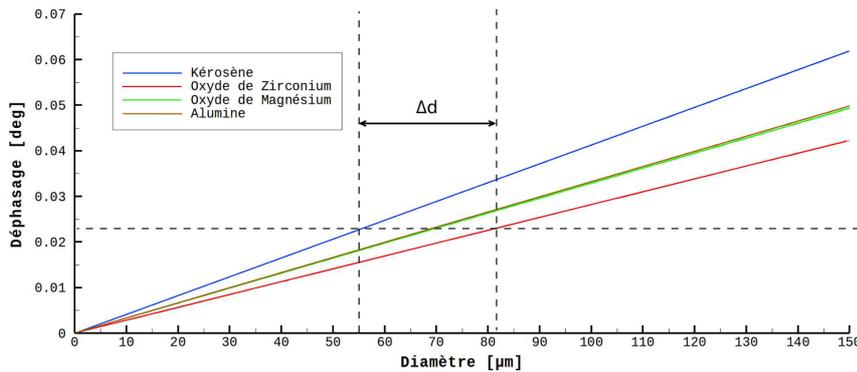


FIGURE 6.8: Relation entre déphasage et diamètre pour le système PDI pour différents traceurs et pour le kérosène, d'après Rossoni (2009).

Le post-traitement des données a été réalisé sous MATLAB, en opérant successivement :

1. Un filtrage en diamètre afin d'éliminer les particules telles que  $d_p \geq 5\mu m$ .
2. Une modélisation des histogrammes de vitesse axiale par mélange Gaussien.

Le filtrage permet d'éliminer les particules de grande taille, mais l'histoire précise de la particule ou de la goutte reste encore inconnue. Cependant, l'analyse des histogrammes de vitesse nous permet d'identifier des particules possédant un dynamique différente.

Les figures 6.9 et 6.10 illustrent la démarche adoptée pour un point donné. La figure 6.9 montre un exemple de distribution taille/vitesse pour une mesure PDI ponctuelle, avant filtrage en taille. Cette distribution présente des particules de faible diamètre, possédant une vitesse significativement plus élevée que les autres (entre 60 et 90m/s). Il est également bien visible que certaines particules de petite taille possèdent la même vitesse que les plus grandes (entre 0 et 60m/s). Nous supposons qu'il s'agit de gouttes en phase d'évaporation, s'adaptant moins rapidement à la vitesse de l'air que les autres.

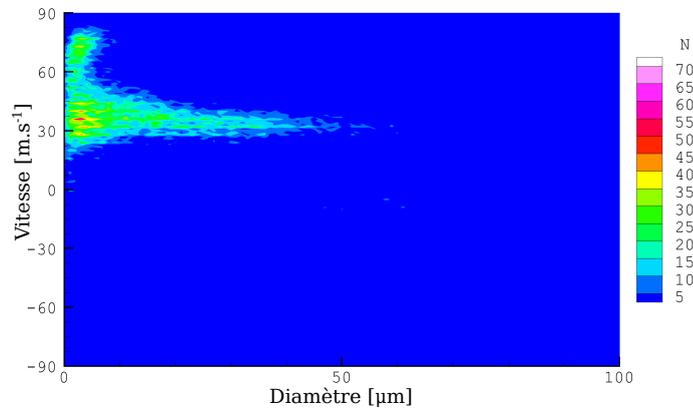


FIGURE 6.9: Exemple de distribution taille/vitesse pour une mesure PDI (kérosène +  $ZrO_2$ ,  $z = 10mm$ ,  $y = 14mm$ ,  $x = 0mm$ ).

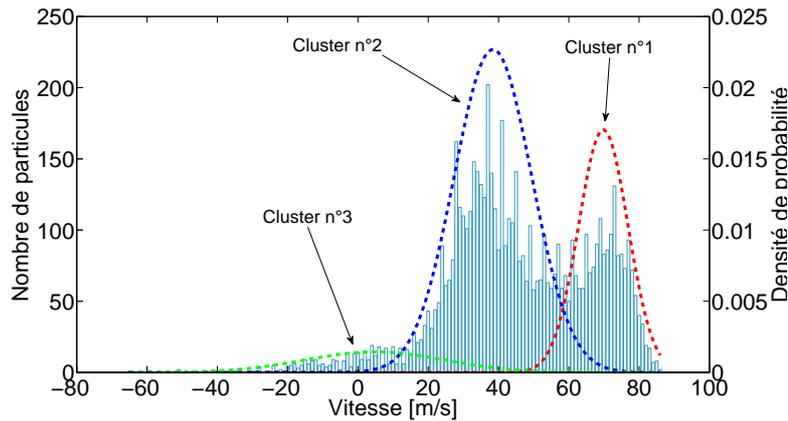


FIGURE 6.10: Distribution de vitesse des mesures PDI,  $d_p \leq 5\mu m$  (kérosène +  $ZrO_2$ ,  $z = 10mm$ ,  $y = 14mm$ ,  $x = 0mm$ ). Le cluster n°1 est identifié comme la vitesse de la phase gazeuse.

Après un filtrage selon le diamètre, nous obtenons un histogramme du type de celui de la figure 6.10, qui est modélisé comme un groupe de gaussiennes. Pour cet exemple, la distribution de vitesse est multimodale et présente trois clusters de particules. Cette mesure a été réalisée dans une zone de forte vitesse pour l'écoulement gazeux. Or, les modes n°2 et n°3 ont une vitesse

moyenne plus faible que celle du gaz en non-réactif. La combustion, par diminution de la masse volumique des gaz, aurait plutôt tendance à accélérer la vitesse de l'écoulement porteur. Il est donc raisonnable de supposer que le cluster n°1 serait plus représentatif de la vitesse de la phase gazeuse en combustion.

Cette analyse a été répétée pour l'ensemble des points de mesures. Pour certains cas mineurs, comme l'exemple précédent, trois clusters de particules ont été identifiés. Par souci de clarté, nous ne présenterons pour la suite de notre analyse que les deux populations les plus importantes en taille (clusters n°1 et n°2).

## 6.2 Visualisation directe de l'écoulement

Dans cette partie, nous nous intéressons aux moyens mis en œuvre pour caractériser des phénomènes intervenant sur de courtes échelles temporelles :

1. Formation et devenir du noyau d'allumage dans les instants consécutifs à la décharge de la bougie.
2. Interactions entre le brouillard de carburant et les structures instationnaires de l'écoulement.

Les deux phénomènes ont été observés à l'aide d'une caméra rapide numérique PHANTOM V9.0. Il s'agit d'une caméra couleur 8 bits, pouvant atteindre une fréquence d'acquisition de  $50kHz$ . La résolution maximale atteignable est de  $1632 \times 1200px^2$ , pour des capteurs de type SR-CMOS. L'augmentation de la fréquence d'acquisition se fait cependant au détriment de la résolution maximale possible.

Pour des essais en combustion, la caméra rapide permet de percevoir les émissions de la flamme dans le spectre visible. Les images obtenues sont donc représentatives des émissions de certains radicaux libres présents au sein du front de flamme ( $CH$ ,  $C_2$ ,  $CO_2$  et  $HCO$ ), mais également du signal d'émission des suies, prépondérant pour des flammes très riches (cf annexe E.3.1).

### 6.2.1 Visualisation de l'allumage

#### 6.2.1.1 Objectifs

L'un des points clés pour la simulation de l'allumage d'un brouillard est de procéder à une définition correcte des conditions initiales du noyau. Cette tâche s'avère délicate. En effet, l'énergie exactement déposée au sein de l'écoulement est souvent mal connue, à cause de pertes difficilement quantifiables dues à la conductivité thermique au niveau des électrodes, ainsi qu'au rayonnement. Les travaux réalisés dans ce sens pour des bougies de type moteur automobile situent ces pertes entre 50 et 90% de l'énergie électrique fournie. Pour les systèmes à haute énergie utilisés en aéronautique, peu d'études ont été réalisées. Pour la bougie du banc MERCATO, [García-Rosa \(2008\)](#) a estimé une perte d'énergie de 50%, en se basant sur des visualisations par caméra rapide de l'étincelle ainsi que sur un bilan d'énergie et de masse du volume de gaz chauds. La taille du noyau a été mesurée comme étant égale à  $5.1mm$ , et sa température initiale à  $3500K$ . Les visualisations réalisées ici ont pour but de vérifier la validité de ces paramètres,

en analysant quelques visualisations d'étincelles dans un écoulement non carburé, et de noyau réactifs.

Une autre question ouverte est le temps physique de la simulation de noyau. Cette durée doit être compatible avec les hypothèses concernant l'immobilité des gouttes et du noyau de gaz chauds, ainsi que sur les effets de la turbulence sur le front de flamme. Or, le noyau d'allumage est convecté et étiré par l'écoulement gazeux, après un laps de temps assez court. On cherche donc également à estimer un temps pour lequel le déplacement du noyau réactif est faible, et la déformation du front de flamme par la turbulence limitée.

Enfin, il est établi que l'allumage d'un écoulement diphasique turbulent est un phénomène stochastique. Cependant, les causes d'un succès ou d'un échec de l'allumage d'une chambre de combustion doivent être clairement identifiées. L'échec de l'allumage est-il lié à l'absence de formation d'un noyau d'allumage? À quel instant la propagation de flamme à la chambre est-elle amorcée de façon sûre et certaine? Est-il possible de définir des critères d'allumage d'un foyer, basés uniquement sur une analyse locale de l'écoulement, ou la simulation instationnaire est-elle indispensable? Afin de répondre à ces questions, l'observation du noyau d'allumage dans les instants consécutifs au dépôt d'énergie s'avère être une étude incontournable.

### 6.2.1.2 Déroulement des essais

Plusieurs séries de visualisations de noyaux ont été réalisées, au cours de deux campagnes successives. Pour ces essais, l'allumage est obtenu au moyen d'une séquence d'étincelles délivrées à une fréquence de  $6Hz$ , et les conditions pour l'écoulement gazeux sont celles du point de référence. En faisant varier le débit de kérosène, plusieurs cas tests ont été analysés :

- pour des conditions favorables à l'allumage du foyer, étude des claquages menant à l'allumage, et comparaison aux évènements menant à une extinction du noyau ;
- étude pour des conditions systématiquement défavorables à l'allumage, et comparaison aux résultats précédents.

Au cours de la première campagne, des observations ont été réalisées avec une très haute cadence d'acquisition ( $50kHz$ ), sur un champ restreint ( $18 \times 18mm^2$ ). Afin de délimiter le contour du noyau d'allumage, et ainsi estimer sa taille, les images obtenues ont été traitées en utilisant un seuillage de la luminosité. Le niveau du seuillage a été fixé afin d'assurer le meilleur suivi possible du noyau. Il s'est cependant avéré que le noyau sortait très rapidement du champ de la caméra, comme montré sur la figure 6.11. Pour d'autres cas, sa luminosité faiblissait trop pour assurer un suivi correct au delà de  $2ms$ . Aucune différence de comportement n'a pu être décelée entre les noyaux entraînant ou non à l'allumage du foyer sur ce court laps de temps. L'évolution du noyau a cependant été analysée en détail, afin de confirmer la forme du dépôt, sa taille initiale, ainsi que son temps de séjour à l'emplacement de la bougie.

Afin d'approfondir l'analyse de la phase de transport du noyau, une seconde campagne d'essais a été réalisée en adoptant cette fois un champ de caméra plus large ( $60 \times 60mm^2$ ). La résolution de la caméra rapide a été abaissée à  $25kHz$ , ce qui a permis d'augmenter la résolution du système. Une seconde modification a été apportée sur le suivi du noyau, le traitement des images étant cette fois réalisé selon un seuillage à niveau adaptatif, afin de pallier la baisse

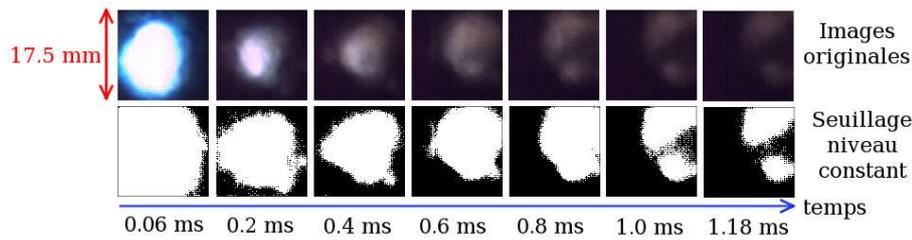


FIGURE 6.11: Convection du noyau d'allumage par l'écoulement porteur.

de luminosité de la combustion. Le niveau de ce seuillage est fixé en fonction de la luminance maximale des pixels sur l'image courante. Le suivi du noyau est alors possible sur une durée atteignant  $10ms$ . Un exemple de post-traitement par seuillage à niveau adaptatif et niveau fixe d'une séquence d'allumage est présenté sur la figure 6.12.

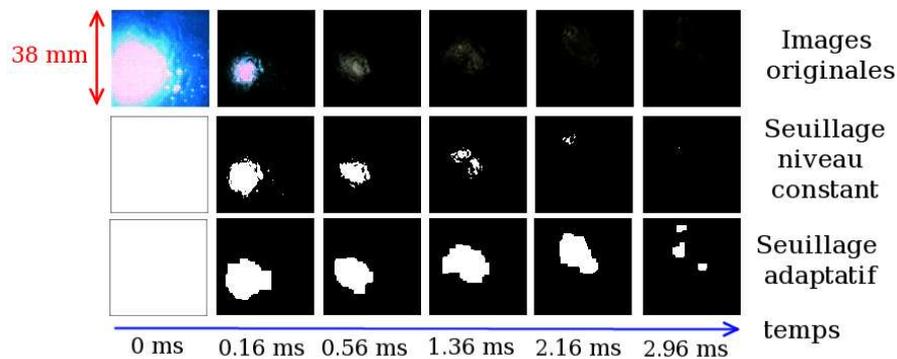


FIGURE 6.12: Seuillage d'une séquences d'allumage selon un niveau fixe, un seuil adaptatif.

Plusieurs positions de bougie ont été testées ( $56$ ,  $86$  et  $116mm$ ) pour une richesse globale injectée de  $0.95$ . Pour les deux premières positions, par rapport aux conditions de fonctionnement de référence, la richesse globale de carburant a été abaissée sur certains essais afin de se placer dans des conditions systématiquement défavorables à l'allumage. Au contraire, pour la bougie d'abscisse  $116mm$ , les tests réalisés pour  $\phi_{glob} = 0.95$  sont hors des limites d'allumage du banc, et plusieurs essais ont été réalisés en augmentant la richesse à  $1.25$  afin d'allumer le foyer.

## 6.2.2 Visualisations tomographiques du brouillard de carburant

Au sein d'un écoulement tourbillonnaire, la dynamique de la phase liquide peut se révéler complexe, du fait des interactions fortes avec un écoulement porteur instationnaire. Afin d'observer ce phénomène, la tomographie laser est une technique commode, permettant de révéler la structure du cœur du brouillard. Son principe consiste à éclairer les gouttes au moyen d'une nappe laser d'épaisseur contrôlée. La lumière incidente sera ainsi diffusée par l'ensemble des gouttes, par réflexion spéculaire et réfraction au sein de la goutte. Pour un spray dilué, en négligeant les réflexions multiples entre les gouttes, la lumière diffusée peut être reliée à la répartition du carburant au niveau de la tranche laser. En effet, si la taille d'une goutte est grande devant la longueur d'onde, l'intensité diffusée par cette dernière sera liée linéairement

au carré du diamètre de la goutte (Onofri, 2009). L'image perçue sera donc représentative de la surface totale des gouttes de carburant présentes.

La même technique a été mise en oeuvre par García-Rosa (2008), et a permis de mettre en évidence la formation de structures en forme de poches en sortie de la tête d'injection. Cependant, les acquisitions ont été réalisées avec une cadence d'enregistrement de  $10Hz$ , très inférieure à la fréquence des grandes échelles rencontrées sur la configuration mono-secteur.

### 6.2.2.1 Mode opératoire

Pour cette nouvelle étude, la tranche laser a été générée par un laser pulsé DARWIN-527 (Quantronix) de type Nd:YLF. Le dispositif est capable de délivrer des flashes laser de durée  $\simeq 200ns$  pour une cadence comprise entre 0.1 et  $10kHz$ . La longueur d'onde du laser est de  $527nm$ . Le déclenchement du système a été synchronisé avec le signal d'horloge de la caméra rapide. Ainsi, l'acquisition d'une image correspondra au déclenchement d'un flash laser, assurant un éclairage homogène d'une image à l'autre. L'absence de synchronisation entre les deux systèmes peut en effet entraîner un déphasage entre l'enregistrement de l'image et le déclenchement du flash, impliquant des variations d'intensité entre chaque image. Le système optique utilisé pour générer la tranche laser est composé d'un jeu de lentilles, permettant de focaliser la nappe laser à une distance comprise entre  $500mm$  et  $2m$ .

La caméra est placée perpendiculairement à la tranche laser. La très courte durée du flash permet d'acquérir une image figée d'un plan de l'écoulement. Plusieurs fréquences d'acquisition et résolutions d'image ont été testées. La puissance du laser a été ajustée, afin d'éviter la saturation de l'image par la lumière diffusée, notamment dans les zones les plus denses du spray au niveau du diffuseur. La matrice des essais réalisés est présentée dans le tableau 6.2. Pour l'ensemble de ces visualisations, le brouillard a été filmé avant et pendant l'allumage de la chambre de combustion.

$f_{acq}$ ( $kHz$ )	Résolution caméra ( $px^2$ )	Visualisation	
		longitudinale	transverse
1	$576 \times 576$	oui	non
1	$1152 \times 1152$	oui	$6mm$
4	$576 \times 576$	oui	non
10	$352 \times 352$	oui	$\{6,26,56,86-$ $-,116\}mm$

TABLE 6.2: Positionnement du plan laser pour l'ensemble des visualisations tomographiques.

Le post-traitement des images en combustion nécessite quelques précautions. En effet, si le signal diffusé par les gouttes provient, aux réflexions parasites près, du plan laser, le signal issu de la flamme est intégré sur la profondeur de la chambre. Les analyses possibles sur le comportement de la flamme à partir des images de tomographie laser sont donc assez limitées.

### 6.2.2.2 Homogénéité de la nappe laser

Pour les visualisations longitudinales, le montage le plus simple à mettre en œuvre consiste à projeter la nappe au travers du hublot supérieur, comme schématisé sur la figure 6.13. L'homogénéité de la nappe à travers la hauteur de la chambre a été testée en examinant la réflexion du faisceau laser sur une cale métallique d'inclinaison  $45^\circ$ , pour plusieurs hauteurs. La figure 6.14 montre les signaux superposés des quatre mires réalisées. Le signal réfléchi par la cale vers la caméra présente bien l'allure d'un faisceau Gaussien étiré dans le sens de la largeur. Ce faisceau est homogène au centre de l'image et du côté du système d'injection, avec seulement une zone d'ombre dans le coin supérieur droit de l'image. Du côté aval de la chambre, l'atténuation de l'intensité réfléchie est bien visible pour une abscisse supérieure à  $90\text{mm}$ , et plus particulièrement marquée pour la section basse de la chambre. L'analyse du brouillard dans la section supérieure de la chambre, pour une abscisse inférieure à  $90\text{mm}$ , pourra donc être réalisée en supposant un éclairage spatialement homogène dans cette section.

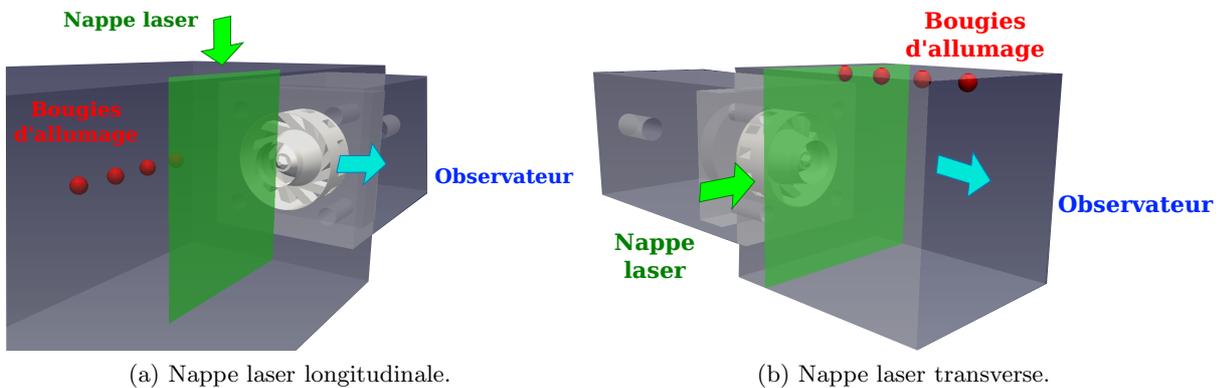


FIGURE 6.13: Schématisation du montage de tomographie laser sur chambre mono-secteur.

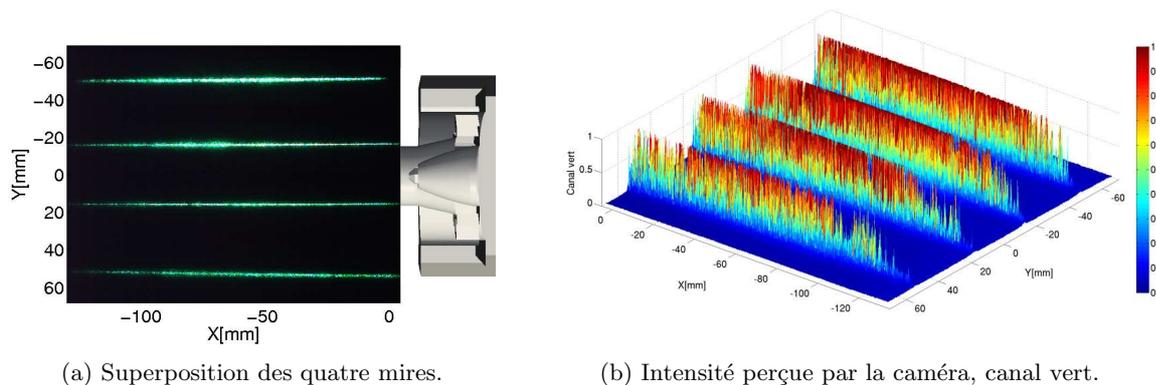


FIGURE 6.14: Images de la nappe laser réfléchie selon une cale de  $45^\circ$  pour une section longitudinale.

Pour les visualisations transverses de l'écoulement, la nappe laser pénètre dans la chambre par un hublot latéral. Pour cette configuration, il a cependant été plus difficile d'obtenir une image homogène de la nappe sur toute la hauteur de la veine, comme le montre la figure 6.15.

L'intensité du laser est en effet plus faible pour la section inférieure de la veine d'essai.

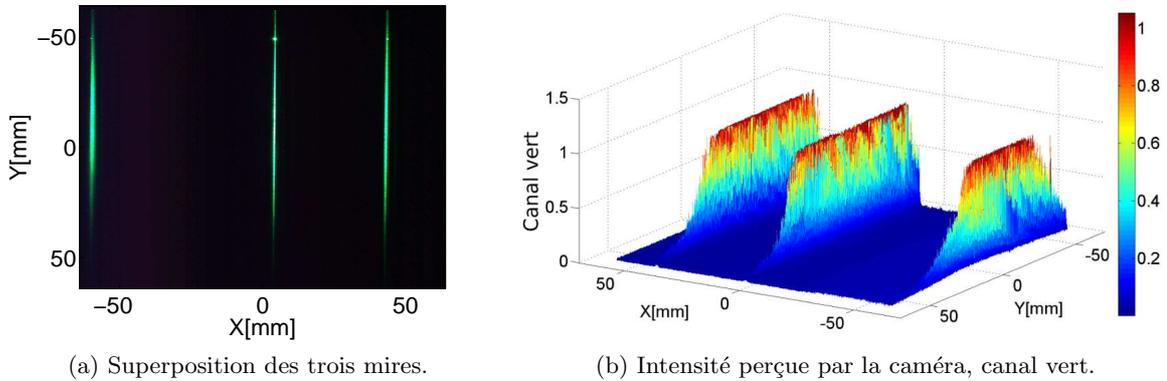


FIGURE 6.15: Images de la nappe laser réfléchiée selon une cale de  $45^\circ$  pour une section transversale.

Un second problème a été soulevé lors du post-traitement des images. La réalisation d'images moyennées fait clairement ressortir les formes du diffuseur et de la tête d'injection. Ceci est dû à la réflexion d'une partie du signal diffusé par les gouttes sur les pièces métalliques du fond de chambre. De fait, ces images ne sont pas parfaitement représentatives de la concentration en carburant dans la chambre. Elles sont en revanche exploitables pour réaliser une analyse spectrale particulièrement dans le cas où l'on se restreint à l'observation du diffuseur de sortie.

### 6.2.2.3 Tentative d'étalonnage de la caméra rapide

En complément, un étalonnage de la caméra a été tenté au moyen d'une sphère intégrante. Il s'agit d'une source de lumière blanche, stable dans le temps et homogène spatialement. L'étalonnage est réalisé en faisant varier le temps d'exposition de la caméra rapide, exposée à cette source stable et homogène. L'objectif est de corriger les écarts de linéarité des capteurs de la caméra. Ces écarts se manifestent pour des niveaux de luminance bas ou élevés. Pour ces cas limites, la réponse du capteur à l'intensité d'une source lumineuse n'est plus proportionnelle. Ceci implique que le signal perçu dans les zones les plus denses ou présentant peu de gouttes ne sera pas parfaitement représentatif de la concentration en gouttes.

L'étalonnage a révélé que l'image perçue par la caméra présentait des inhomogénéités spatiales, liées à la présence de salissures sur la vitre de protection du capteur (cf figure 6.16). Ce défaut induit de faibles variations de la courbe de gain des pixels en fonction de leur position sur la matrice du capteur, comme le montre la figure 6.17. La correction de ce défaut par traitement de l'image aurait rajouté une incertitude sur la visualisation de la concentration de carburant au sein de la chambre, rendant impossible une analyse fine de ces images. Une fois ces salissures ôtées, des essais complémentaires auraient été nécessaires, mais n'ont pu être programmés en raison des disponibilités du banc. Malgré les biais listés, les images obtenues et présentées dans ce mémoire permettent de caractériser qualitativement la répartition du brouillard au sein du foyer.

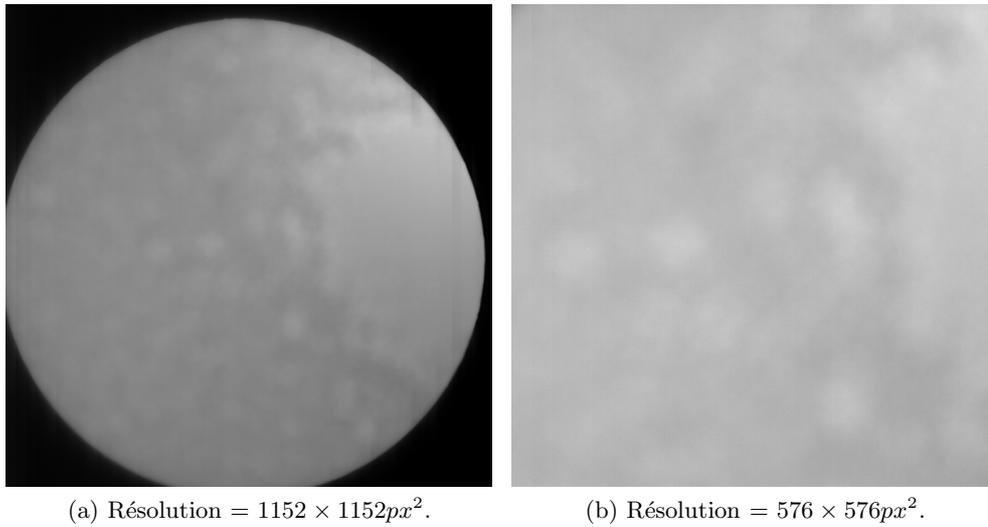


FIGURE 6.16: Image d'une source homogène (sphère intégrante) par la caméra rapide, pour deux résolutions différentes.

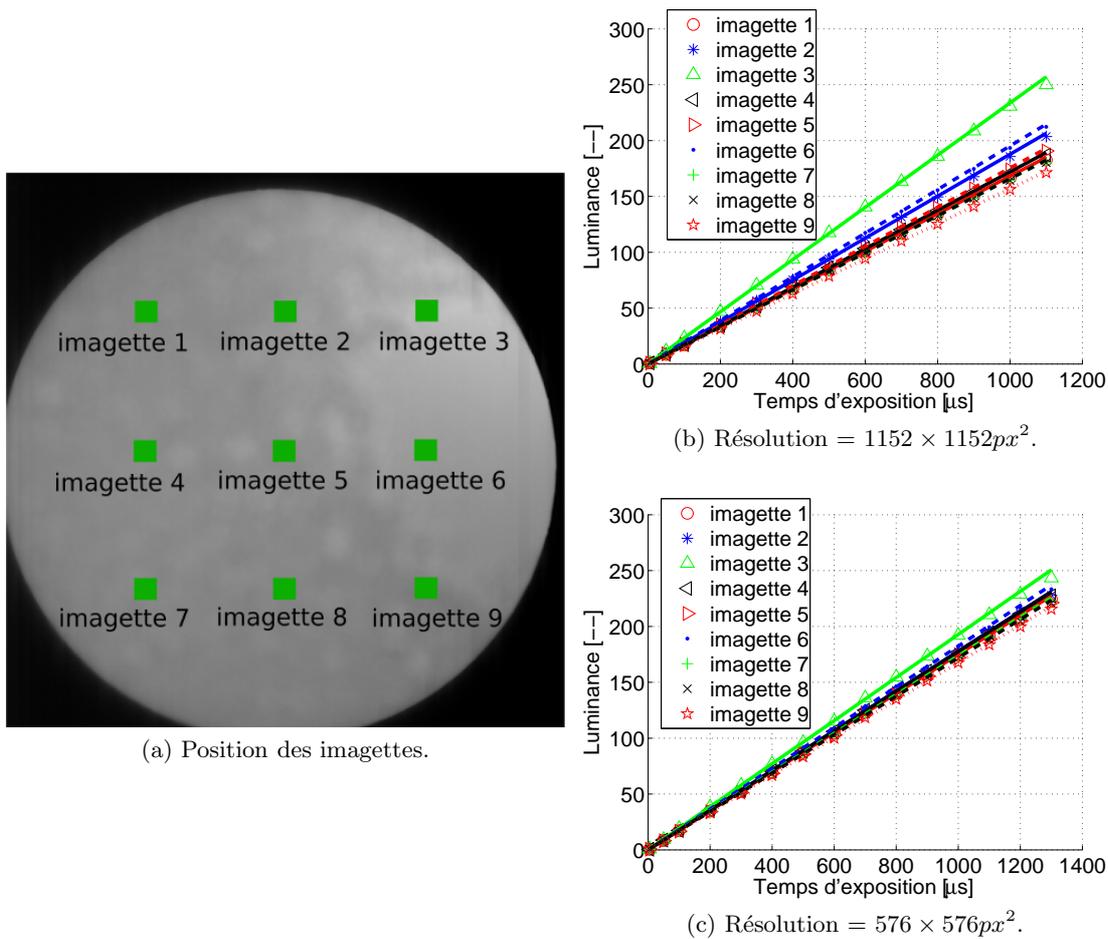


FIGURE 6.17: Luminance mesurée pour chaque pixel en fonction de la position.

# Chapitre 7

## Interprétation des résultats

### Sommaire

---

<b>7.1 Granulométrie de l'injecteur en non-réactif et non confiné . . . . .</b>	<b>115</b>
7.1.1 Analyse des données brutes . . . . .	115
7.1.2 Analyse par mélange Gaussien . . . . .	117
<b>7.2 Vitesse de la phase gazeuse en combustion . . . . .</b>	<b>119</b>
7.2.1 Discrimination entre traceur et carburant . . . . .	119
7.2.2 Profils de vitesse axiale moyenne et RMS . . . . .	122
7.2.3 Conclusion . . . . .	124
<b>7.3 Visualisation de l'allumage . . . . .</b>	<b>124</b>
7.3.1 Paramètres du dépôt d'énergie . . . . .	126
7.3.2 Transport du noyau par l'écoulement . . . . .	128
7.3.3 Conclusion . . . . .	133
<b>7.4 Visualisation tomographique du spray . . . . .</b>	<b>133</b>
7.4.1 Concentration du carburant . . . . .	135
7.4.2 Couplage du PVC et de la phase dispersée . . . . .	138
<b>7.5 Synthèse des résultats obtenus . . . . .</b>	<b>143</b>

---

Ce chapitre présente l'ensemble des résultats obtenus expérimentalement sur la configuration mono-secteur, caractérisée sur le banc MERCATO, pour des conditions opératoires dites *de référence*. Ce point correspond à des conditions de pression et température ambiante, et une richesse globale de 0.95 (cf tableau 5.1). Une synthèse de la banque de données disponible pour ces conditions opératoires est également proposée.

### 7.1 Granulométrie de l'injecteur en non-réactif et non confiné

#### 7.1.1 Analyse des données brutes

Les mesures PDI réalisées en non-confiné sont présentées, avant post-traitement, sur la figure 7.1. Des moyennes ponctuelles ont été réalisées sur l'ensemble de la population des gouttes, ainsi que pour différentes classes de diamètre. La dispersion en vitesse des gouttes est très accentuée sur la composante axiale, notamment dans les zones de forte vitesse du jet d'air. Les petites gouttes ont une vitesse axiale pouvant atteindre le double des plus grandes. Pour les

deux autres composantes de vitesse, cette dispersion est négligeable. Ceci peut s'expliquer par

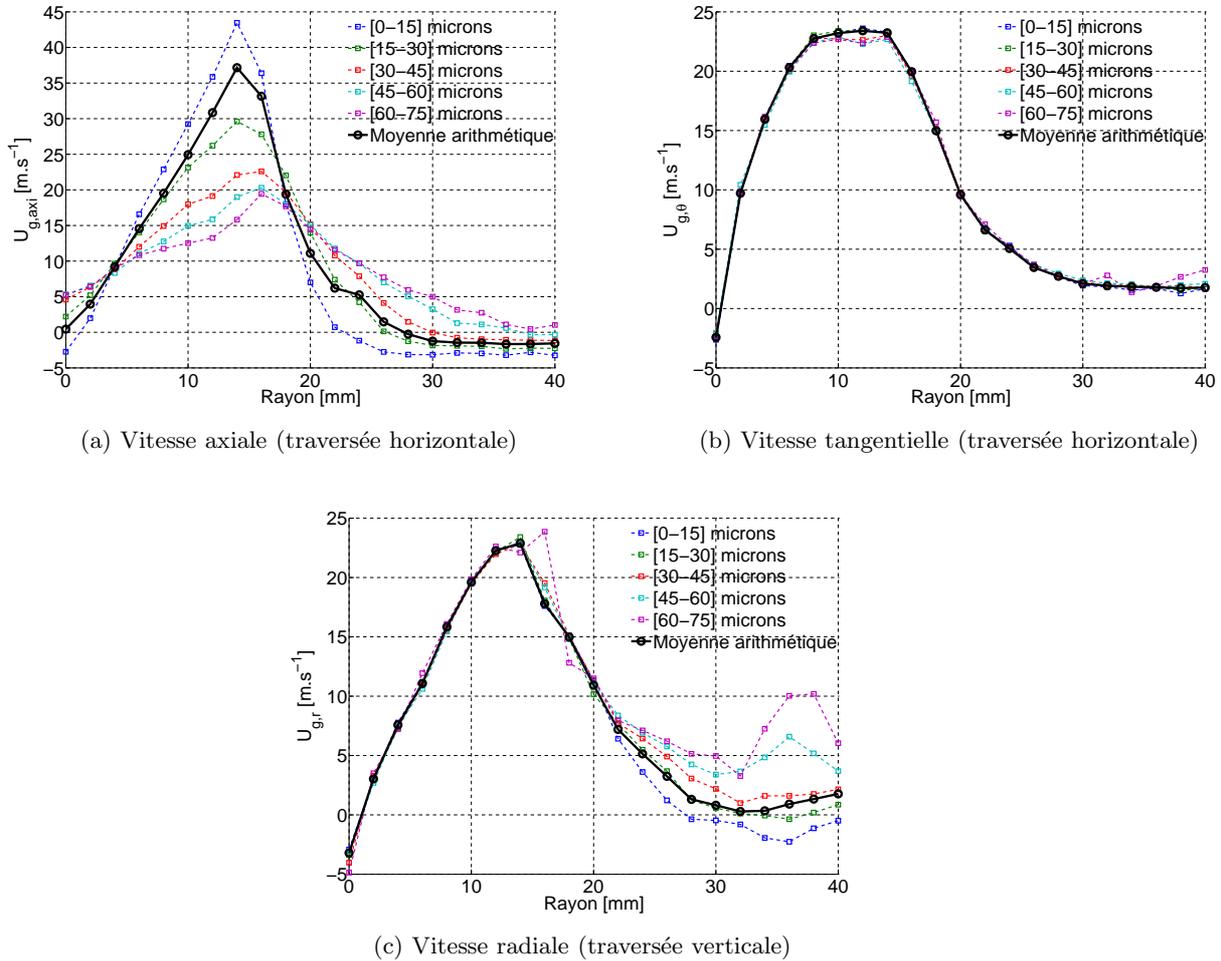


FIGURE 7.1: Mesure PDI brutes par classe de gouttes pour une demi-traversée de la veine, section  $z = 6\text{mm}$  : point de référence, non-réactif non-confiné.

le temps de réponse plus important des particules les plus grandes. La tête d'injection génère en effet un cône creux selon un angle de  $40^\circ$  par rapport à l'axe de l'injecteur. Or, on peut voir que les niveaux de vitesse axiale et radiale tendent à devenir sensiblement égaux pour les gouttes de grande taille. Ceci confirme que ces gouttes, moins sensibles à l'entraînement par l'écoulement porteur, conservent l'angle avec lequel elles ont été injectées dans la section  $6\text{mm}$ .

Le système PDI détecte également des gouttes pour des rayons allant jusqu'à  $40\text{mm}$ . Si nous considérons que l'angle d'injection du spray est d'environ  $40^\circ$ , et que le diffuseur de l'injecteur a un rayon de  $15\text{mm}$ , nous pouvons supposer que ces gouttes ont suivi un mouvement de recirculation dans les zones latérales de l'écoulement, ce qui est confirmé par les faibles niveaux de vitesse rencontrés, et le faible taux de validation de nos mesures dans cette zone. En l'absence de confinement, cette recirculation s'explique plus vraisemblablement par un effet de marche, rencontré au lèvres du diffuseur.

Des gouttes recirculées sont également présentes sur l'axe du jet. Dans cette zone, la vitesse moyenne des gouttes tend vers 0. D'après des mesures LDA réalisées pour des vitesses débitantes

similaires, le jet présente bien une zone de recirculation centrale toroïdale, pouvant se prolonger très en amont. Les simulations réalisées sur cette configuration ont montré que cette zone pouvait effectivement remonter jusqu'au niveau de la tête d'injection.

Ces résultats montrent que la caractérisation d'un injecteur sur la base de données PDI doit être interprétée avec précaution. Notamment, pour la définition d'un injecteur numérique, il est important de prendre en compte les corrélations taille/vitesse afin d'injecter les gouttes selon une vitesse la plus réaliste possible.

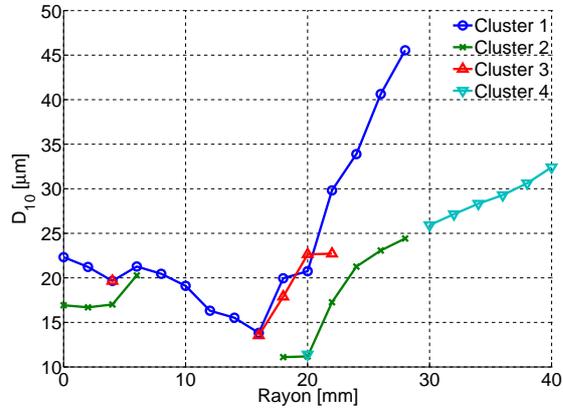
### 7.1.2 Analyse par mélange Gaussien

Afin de séparer les gouttes recirculées de celles réellement injectées, une analyse des distributions de vitesse par mélange Gaussien a été entreprise. Les figures 7.2 et 7.3 montrent une synthèse des résultats obtenus pour les deux traversées. Les modes, ou clusters identifiés, ont été triés afin d'obtenir les profils les plus continus possibles tout au long d'une traversée. Sur l'axe de la chambre, notre analyse révèle bien la recirculation des plus petites gouttes (cluster n°2), sur un rayon  $\leq 6mm$ . Au delà de ce rayon, nous retrouvons une seule classe de gouttes jusqu'à un rayon  $\leq 16mm$ . En périphérie du jet, le comportement du spray devient plus complexe.

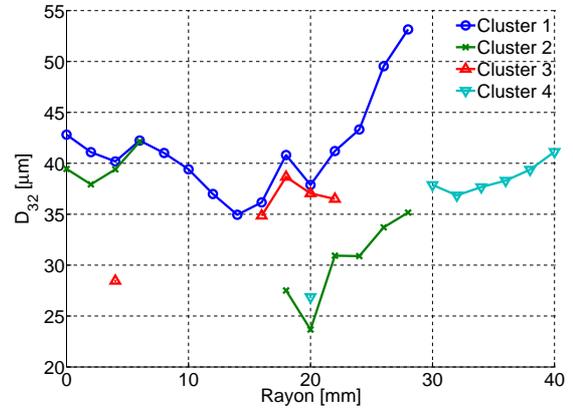
Pour le couple de composantes axiale/tangentielle (cf figure 7.2), trois populations de gouttes apparaissent (cluster n° 1, 2 et 3). Les clusters n° 1 et 3 possèdent une vitesse axiale et un diamètre comparable, mais différent au niveau de la vitesse tangentielle, beaucoup plus faible. Ces gouttes subissent un mouvement de giration très peu accentué, probablement à cause de variations instantanées de la vitesse de l'écoulement porteur. Le cluster de particules n°2, quant à lui, possède une vitesse axiale et un diamètre moyen faible, mais suit mieux la giration de l'écoulement. L'existence de cette classe de particule a été attribuée à l'effet d'une recirculation en aval de la marche en sortie du diffuseur. À partir d'un rayon de  $28mm$ , un seul cluster de particule est observé, désigné comme le n°4. Les profils radiaux de vitesses et diamètres moyens pour ce cluster se situent dans la continuité de celles du cluster n°2 pour un rayon  $\leq 28mm$ , ces gouttes étant probablement dues à une recirculation.

L'analyse du diamètre moyen des particules présente également une évolution assez atypique, pour les clusters n°1 et 2. À proximité de l'axe, le diamètre moyen arithmétique est de l'ordre de  $20\mu m$ , et le DMS  $40\mu m$ . Les deux valeurs restent stables à mesure que l'on s'éloigne de l'axe d'injection, mais en dépassant  $15mm$ , une augmentation notable est observée. L'explication proposée pour ce phénomène a été établie grâce à nos visualisations tomographiques du brouillard. Soumis à de fortes instabilités, le brouillard de carburant semble animé d'un mouvement de battement autour de l'axe de l'injecteur, ce qui peut entraîner un impact par intermittence sur la paroi du diffuseur. Il en résulte la formation d'amas de gouttes de grandes tailles, ou d'un film liquide en interne au diffuseur. Ces structures, de grande taille, sont arrachées au niveau des lèvres du diffuseur, d'où des mesures de tailles de gouttes élevées pour un rayon supérieur à  $15mm$ .

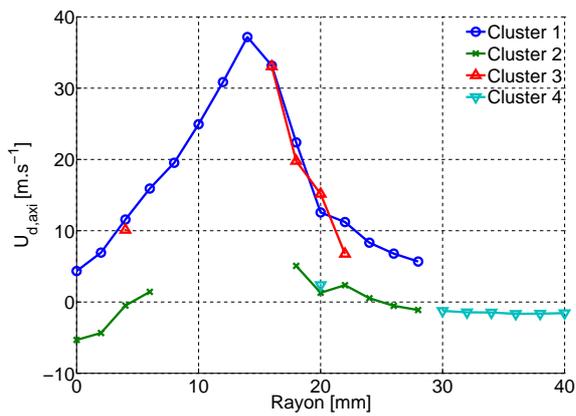
La même analyse pour le couple de composante axiale/radiale donne des résultats comparables au niveau du cœur du jet (cf figure 7.3). Au niveau du rayon du diffuseur ( $r = 15mm$ ), cependant, on distingue clairement quatre clusters de particules, correspondant à une combinai-



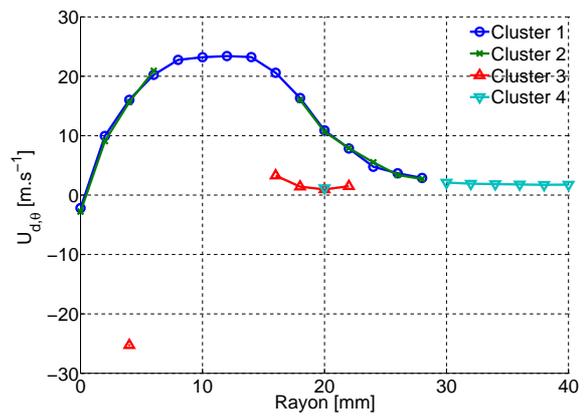
(a) Diamètre moyen arithmétique.



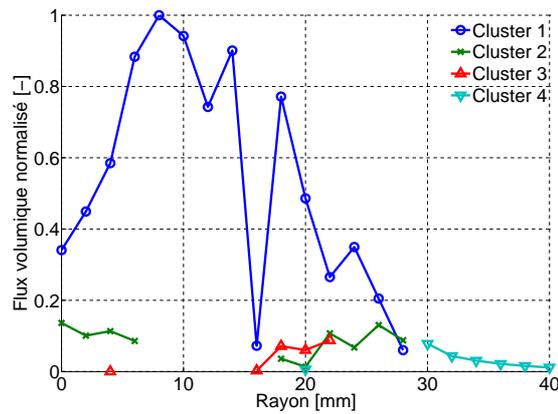
(b) Diamètre moyen de Sauter.



(c) Vitesse axiale de la phase liquide.



(d) Vitesse tangentielle de la phase liquide.



(e) Flux volumique normalisé.

FIGURE 7.2: Mesures PDI non-réactives, sans confinement, section  $z = 6\text{mm}$  : tri des particules en cluster pour la traversée horizontale.

son de deux niveaux de vitesse axiale et radiale. On retrouve les mêmes niveaux de diamètre moyen pour les clusters n° 1, 2 et 3 que pour l'analyse réalisée à l'aide de la composante tangentielle, ce qui nous permet d'établir une correspondance entre les clusters observés sur les deux traversées. Les clusters n° 3 et 4 présentent une vitesse radiale négative, probablement à cause des fluctuations de vitesse de l'écoulement porteur. Leur trajectoire aura donc tendance à les ramener vers l'axe de l'injecteur.

Finalement, le flux volumique relatif pour la traversée horizontale a été intégré sur un ensemble de couronnes, afin de calculer le débit volumique relatif total injecté. Le débit volumique recirculé sur les côtés a été estimé à environ 10% du débit de kérosène total, ce qui constitue un pourcentage non négligeable. Définir un injecteur selon ces données sans traitement, tendrait donc à surestimer le débit injecté en périphérie du jet. Au niveau de la recirculation centrale, le flux recirculé est de l'ordre de 1%.

## Conclusion

La technique PDI a été utilisée afin de déterminer les profils de vitesse et de granulométrie pour la phase liquide, à proximité de la tête d'injection. Les résultats ont permis de mettre en évidence des différences notables sur la dynamique des particules selon leur diamètre. Ceci peut entraîner, pour des sections aval, une ségrégation des particules en fonction de leur taille.

Un post-traitement a été proposé, afin d'isoler les différentes classes de particules présentes dans l'écoulement. Les divers modes de vitesse observés ont été expliqués, d'une part par l'existence de zones de recirculation dans l'écoulement tourbillonnaire, d'autre part par un impact d'une partie des gouttes sur les parois du diffuseur, générant soit des amas, soit un film liquide. Ce procédé donne des résultats intéressants, même si des améliorations restent possibles quant à sa fiabilité et une éventuelle automatisation.

## 7.2 Vitesse de la phase gazeuse en combustion

### 7.2.1 Discrimination entre traceur et carburant

Les mesures PDI obtenues en combustion diphasique, en utilisant un traceur solide, ont été traitées par un filtrage sur la taille des particules (diamètre inférieur à  $5\mu m$ ), et analysées afin de dégager les différents modes existants pour la vitesse axiale (ou clusters de particules). Les résultats ont été synthétisés sur la figure 7.4, le cluster n°1 correspondant à la vitesse la plus élevée. Par souci de simplicité, seules les deux classes de particules les plus importantes en nombre sont montrées ici. Les distributions multimodales sont observées dans les sections  $z = \{10, 26\} mm$ , essentiellement dans le jet d'air et dans la recirculation centrale. Au sein de la recirculation centrale, les modes identifiés ont bien une vitesse négative, mais à des niveaux très différents. En périphérie du jet, nous retrouvons des distributions mono-modales.

Ces résultats peuvent s'expliquer de façon simple. Les zones précédemment citées présentent des gradients de vitesse importants, ainsi que des niveaux de turbulence élevés induisant des variations brusques de vitesse pour l'écoulement porteur. Ainsi, les particules possédant une plus

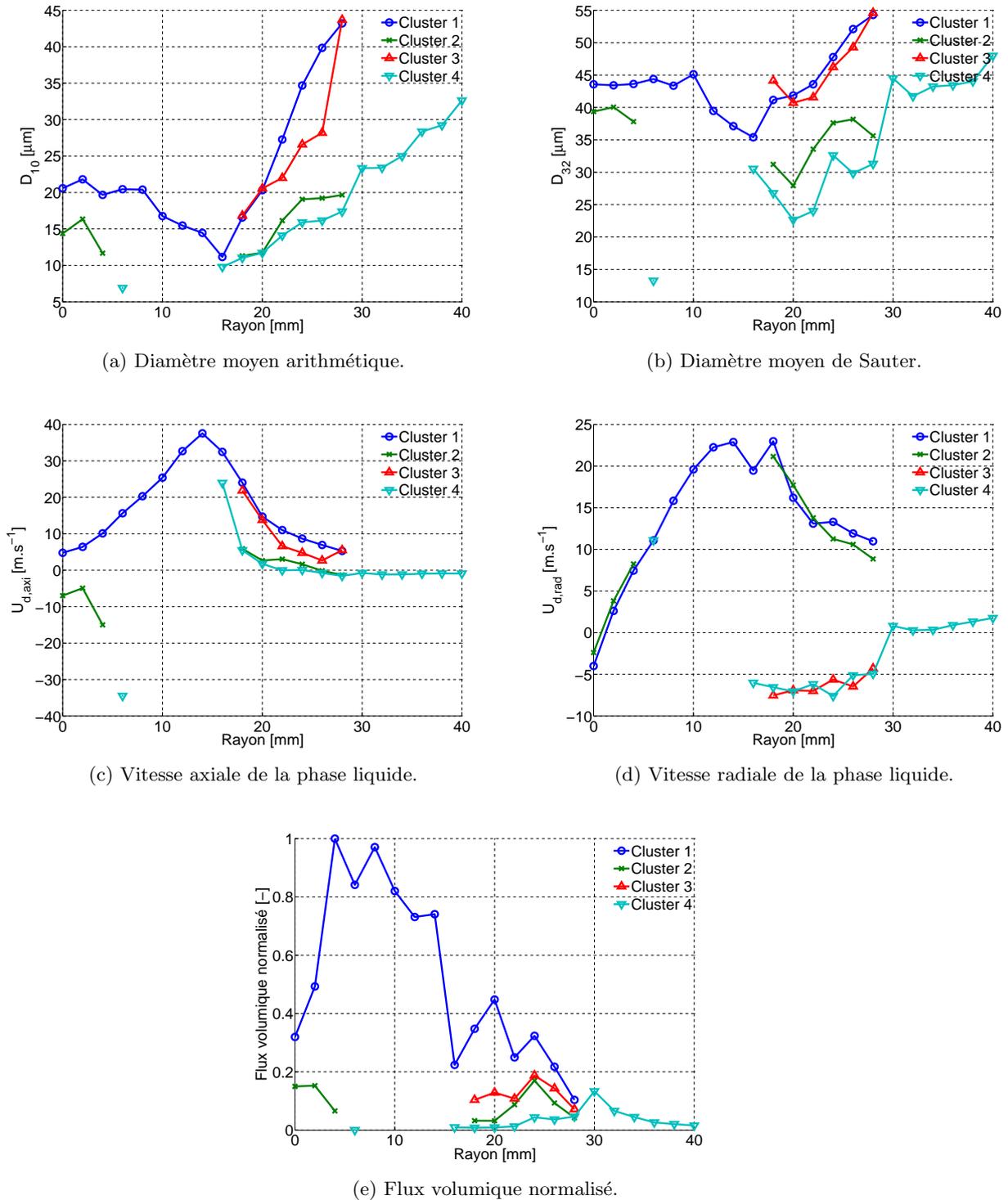


FIGURE 7.3: Mesures PDI non-réactives, sans confinement, section  $z = 6\text{mm}$  : tri des particules en cluster pour la traversée verticale.

grande inertie s'adapteront mal à la vitesse locale de l'écoulement gazeux, d'où l'existence de plusieurs distributions de vitesse pour ces particules.

Les visualisations tomographiques du brouillard (cf section 7.4) ont montré que le carburant liquide est encore présent jusque dans la section  $z = 26mm$ , mais est presque totalement évaporé dans la section  $56mm$ . Ces résultats viennent étayer notre analyse. Pour la section  $z = 56mm$ , le deuxième cluster de particules est toujours détecté, mais dans des proportions très faibles. Son influence sur le calcul de la vitesse moyenne des particules est peu visible, cette dernière étant similaire à celle du cluster n°1. Pour cette section, la modélisation par mélange Gaussien n'a pas été utilisée. Il en est de même pour la section  $z = 116mm$ , où une seule classe de particule a été identifiée.

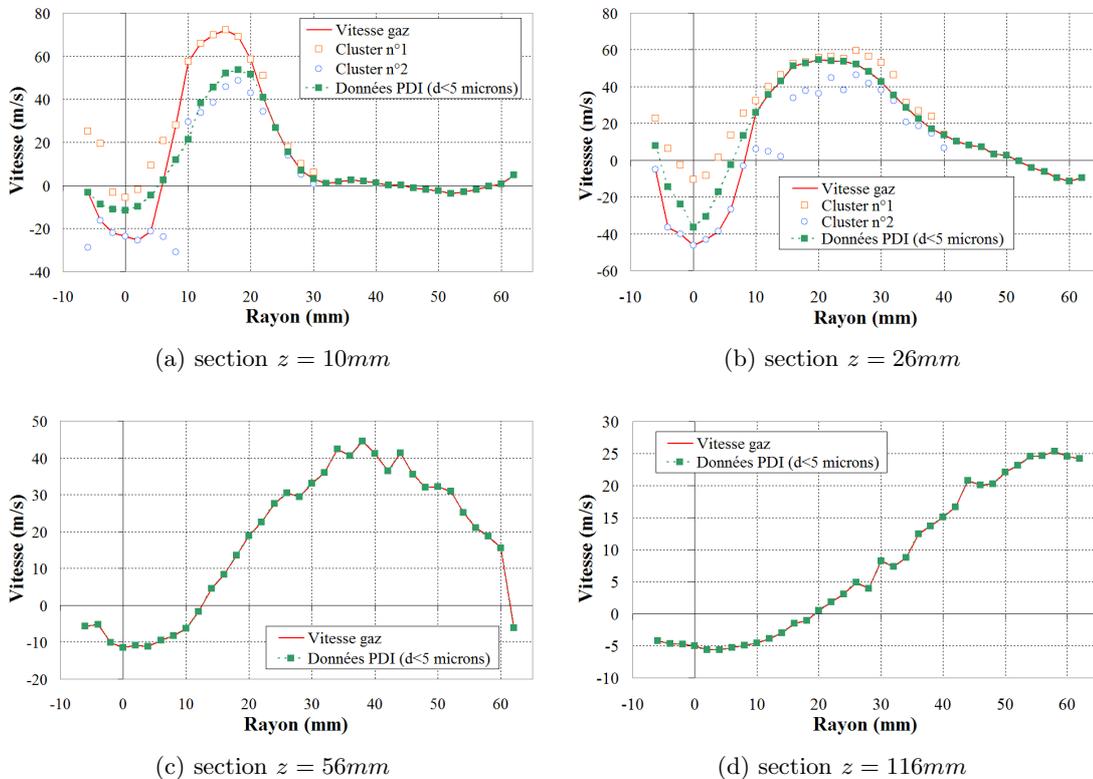


FIGURE 7.4: Vitesse axiale mesurée par PDI en combustion diphasique : clusters de particules identifiés.

Cette analyse a permis d'identifier les différents modes de vitesse des particules, kérosène ou traceur. En supposant que les gaz sont effectivement accélérés par la combustion, la vitesse retenue pour la phase gazeuse en réactif, est celle du mode possédant la vitesse absolue la plus importante, dans les zones du jet ou de la recirculation. De plus, le second cluster identifié possède une vitesse égale à celle des gouttes de grande taille. En réalité, il s'agit plutôt d'une borne supérieure pour la vitesse des gaz en combustion, la vitesse réelle des gaz étant comprise entre la vitesse moyennée sur l'ensemble des particules, et le cluster ayant la vitesse la plus élevée.

## 7.2.2 Profils de vitesse axiale moyenne et RMS

Les profils de vitesse moyenne obtenus pour les différentes sections sont présentés sur la figure 7.5. Une comparaison est également faite avec les profils de vitesse pour l'écoulement non-réactif sur la figure 7.6. Le jet de gaz, débitant selon une section circulaire, débouche dans la chambre avec une forte vitesse axiale. L'élargissement du jet, à mesure que l'on s'éloigne vers l'aval, entraîne une augmentation de la section débitante, qui s'accompagne d'une décroissance de sa vitesse maximale pour les sections plus avales.

L'écoulement présente bien une zone de recirculation centrale<sup>1</sup> qui remonte en amont de la section 10mm, et présente de faibles niveaux de vitesse moyenne. Cette zone est de largeur constante pour les sections {10,26}mm, et s'agrandit ensuite pour les sections avales. Il existe également une seconde zone de recirculation au niveau des coins de la chambre<sup>2</sup>, qui est observée dans les premiers plans de mesure, et dont la forme est liée à la géométrie de l'enceinte de confinement.

Par rapport à l'écoulement non-réactif, l'apport de chaleur par la combustion entraîne un échauffement important des gaz, et leur dilatation à travers le front de flamme. Ainsi, le débit volumique traversant la veine est augmenté par rapport à l'écoulement froid, ce qui accroît les niveaux de vitesse maximale. La section débitante du jet est également augmentée, par un élargissement de son rayon maximum.

La largeur de la zone de recirculation centrale est peu affectée par la combustion. Mais l'élévation de la température des gaz recirculés entraîne également une hausse de la vitesse, particulièrement dans la section 26mm, où la vitesse axiale est doublée par rapport à l'écoulement froid.

D'après ces mesures, il semble que la longueur de l'ERZ soit raccourcie pour des conditions réactives. En effet, les mesures non-réactives sur la section 56mm montre que l'ERZ s'étend jusqu'à cette zone, ce qui n'est plus le cas pour l'écoulement réactif.

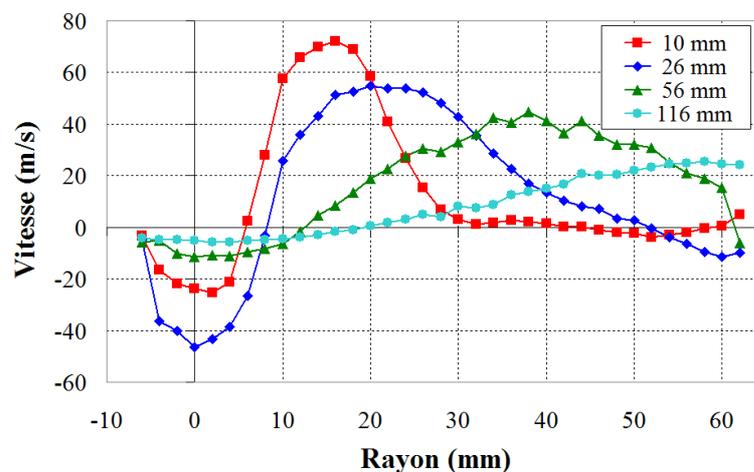


FIGURE 7.5: Vitesse axiale de la phase gazeuse en combustion pour les différents plans de mesure.

1. CRZ pour Central Recirculation Zone
2. ERZ pour External Recirculation Zone

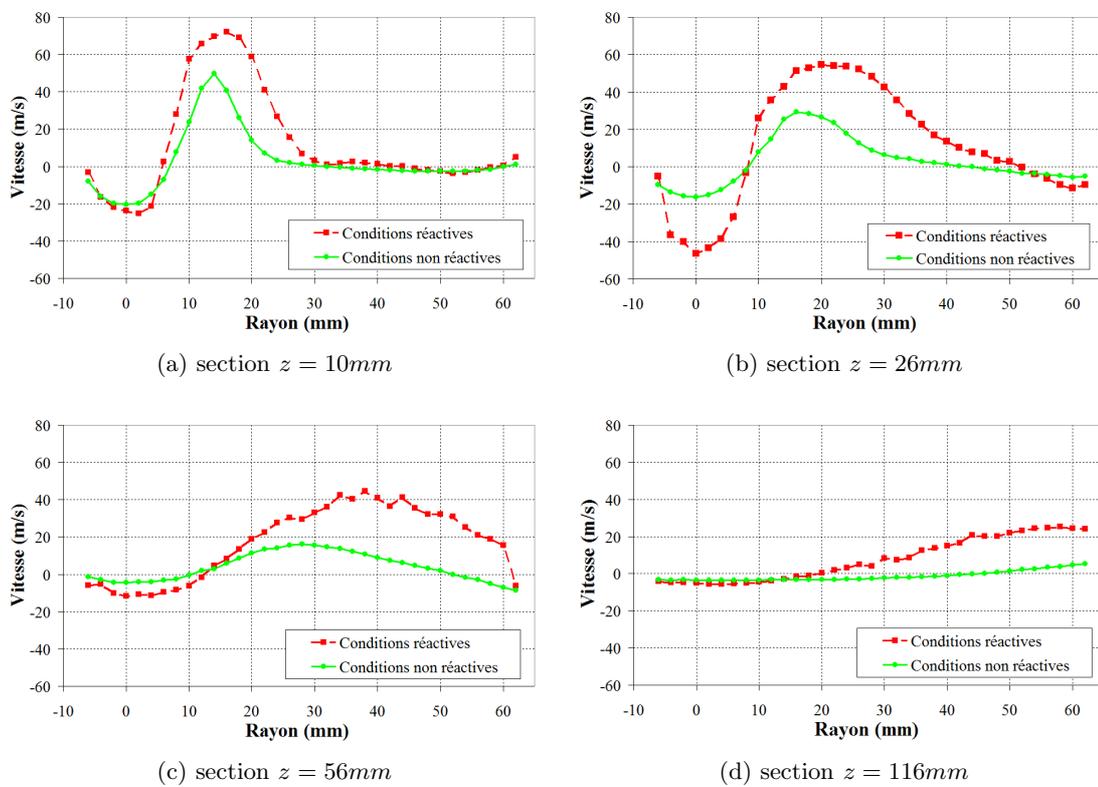


FIGURE 7.6: Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en combustion (mesures PDI) et en non-réactif (mesures LDA).

La figure 7.7 montre l'évolution du taux de turbulence pour les cas non-réactif et réactif, selon les différentes sections de la veine. Ce taux de turbulence est calculé comme le rapport de la vitesse axiale fluctuante sur la vitesse débitante moyenne au niveau du diffuseur. En non-réactif, les valeurs maximales correspondent à une zone de cisaillement, localisée entre la limite de la zone de recirculation centrale et la zone de vitesse maximale du jet. Pour  $z = 10mm$ , le taux de turbulence peut atteindre une valeur très élevée, de l'ordre de 70%. Les niveaux de vitesse fluctuante restent très élevés au sein de la zone de recirculation centrale, alors que la vitesse moyenne  $y$  est assez faible. En réalité, les mesures de vélocimétrie laser permettent seulement de situer la position moyenne de la CRZ. Pour ce point de fonctionnement, le PVC induit un mouvement de rotation du jet autour de l'axe de la chambre. La position instantanée de la zone de recirculation centrale est donc couplée avec ce phénomène. Il en résulte les fortes variations de vitesse mesurées au centre du jet.

Les profils de vitesse fluctuante en combustion sont assez délicats à interpréter. Par rapport au cas non-réactif, les niveaux de vitesse fluctuante sont globalement augmentés. Dans les sections  $z = \{10,26\}mm$ , cependant, on peut noter que la vitesse fluctuante s'effondre pour un rayon compris entre 8 et 20mm. Cette zone coïncide avec celle où le traitement des distributions de vitesse a été appliqué. Il est possible que l'algorithme EM, utilisé pour identifier les différents modes de vitesse, ait éliminé une quantité trop importante de traceurs, d'où une sous-estimation des profils de vitesse RMS. Cependant, au sein de la zone de recirculation centrale, l'évolution de la vitesse fluctuante est semblable à celle observée en non-réactif, ce qui semble valider notre approche pour cette partie de l'écoulement.

### 7.2.3 Conclusion

L'utilisation conjointe de la technique PDI et d'une technique originale de post-traitement a été proposée afin de mesurer la vitesse de la phase gazeuse au sein d'un écoulement diphasique en combustion. Cette approche, appliquée à un secteur de chambre, a donné des résultats prometteurs pour la mesure d'une composante de vitesse. Ces résultats sont de première importance pour la validation des simulations en combustion diphasique. Des améliorations restent cependant possibles, et des investigations complémentaires sont à prévoir. Notamment, cette technique doit être appliquée à la mesure des deux autres composantes de la vitesse.

## 7.3 Visualisation de l'allumage

L'ensemble des paramètres retenus pour les campagnes de visualisation de noyaux réactifs est résumé dans le tableau 7.1. Des essais ont également été réalisés afin d'observer le claquage électrique au sein d'un écoulement non carburé. Les essais (A) ont été utilisés principalement afin d'évaluer le temps de séjour du noyau et ses dimensions initiales. Les campagnes (B), (C) et (D) ont été utilisées afin d'étudier la convection du noyau par l'écoulement gazeux.

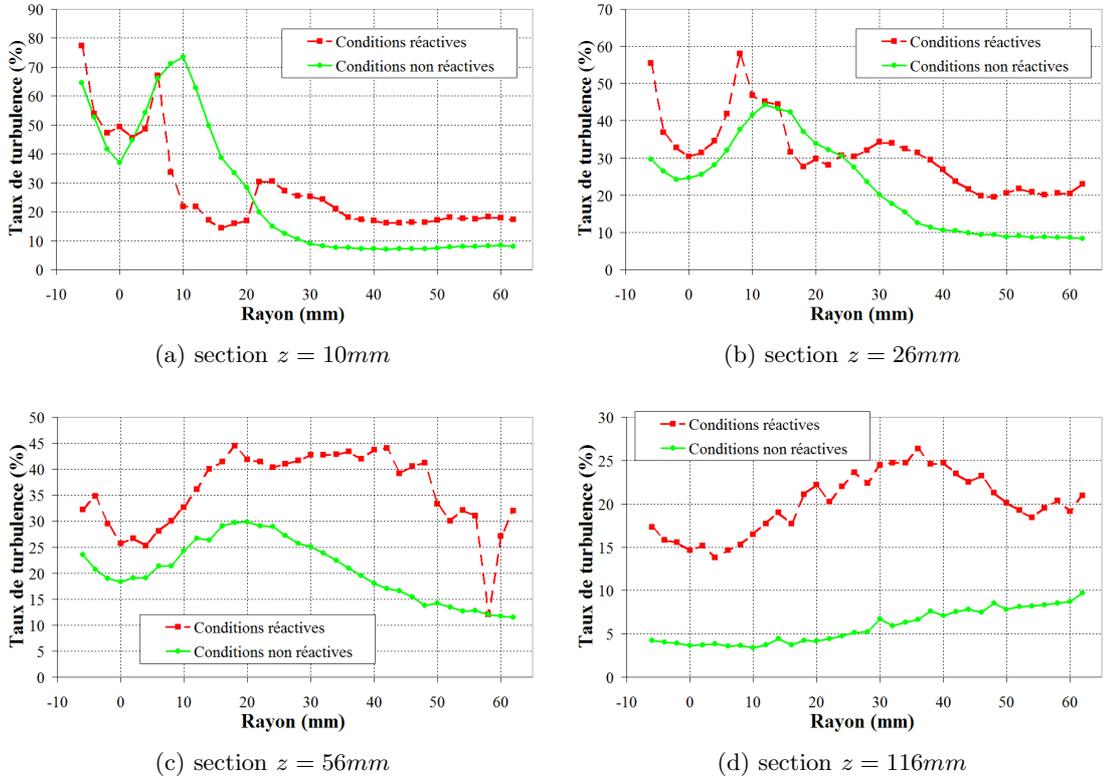


FIGURE 7.7: Taux de turbulence de la phase gazeuse en combustion (mesures PDI) et en non-réactif (mesures LDA).

	$f_{acqu}$ (kHz)	Résolution ( $px^2$ )	Champ ( $mm^2$ )	Post-traitement	Position bougie	$\phi_{glob}$	Allumage foyer
A†	50	$96 \times 96$	$18 \times 18$	seuillage fixe	$56mm$	0.95	OUI*
$B_1$	25	$96 \times 96$	$60 \times 60$	seuillage	$56mm$	0.95	OUI*
$B_2$				adaptatif		0.50	NON
$C_1$	25	$96 \times 96$	$60 \times 60$	seuillage	$86mm$	0.95	OUI
$C_2$				adaptatif		0.85	NON
D	25	$96 \times 96$	$60 \times 60$	seuillage adaptatif	$126mm$	1.25	OUI

TABLE 7.1: Paramètres d'acquisition pour la caméra rapide lors des visualisations de noyau d'allumage (\* : probabilité d'allumage de 33% d'après Lang et al. (2010), † : visualisation par le fond de chambre).

### 7.3.1 Paramètres du dépôt d'énergie

Le rayon initial du noyau est mesuré au moyen de nos visualisations par caméra rapide, en utilisant un seuillage de l'image à niveau de luminance fixe, permettant d'isoler une surface lumineuse. Pour une étincelle ou pour un noyau réactif (cf exemple figure 7.8), ce rayon est calculé en moyennant la largeur et la hauteur de la surface lumineuse à un instant donné, après la phase d'éblouissement par l'arc électrique, soit environ 40 à 100  $\mu s$  après le claquage selon les cas.

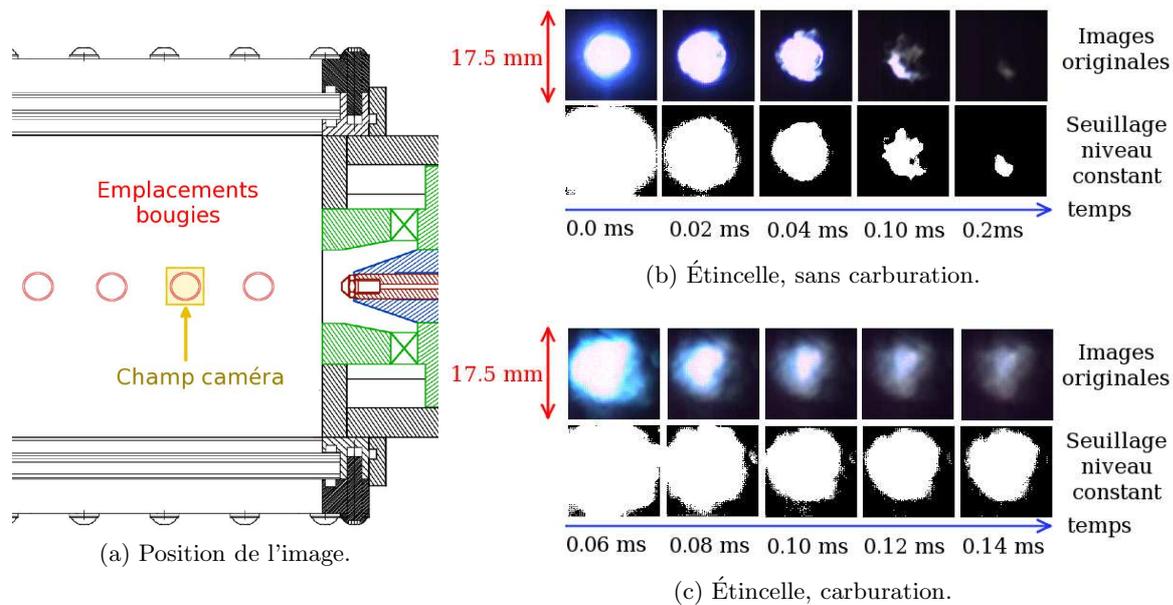
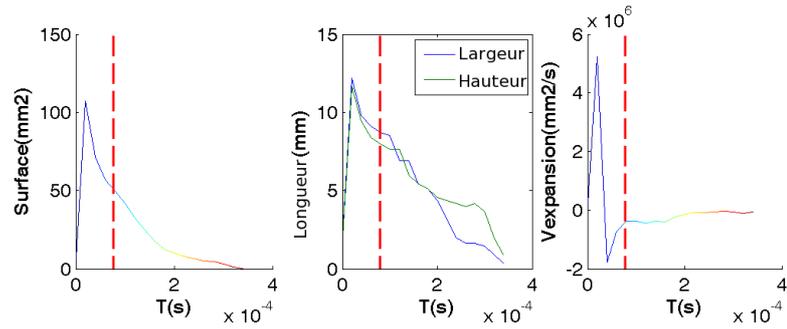


FIGURE 7.8: Visualisation du dépôt d'énergie par visualisation rapide ( $f_{acq} = 50kHz$ , vue latérale).

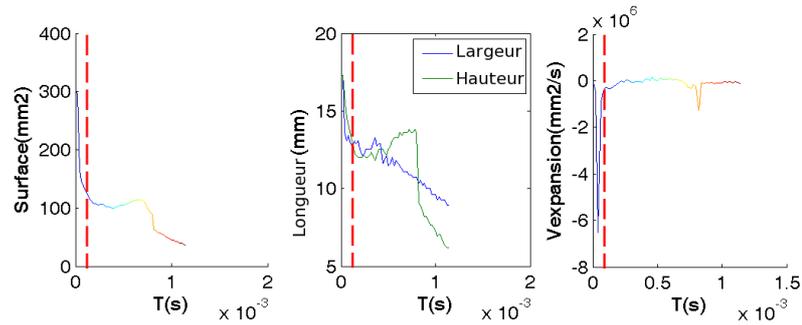
La figure 7.9 montre l'évolution de la surface lumineuse, ainsi que de sa largeur et de sa hauteur. L'instant choisi pour la mesure du rayon est également matérialisé. La vitesse d'expansion est calculée comme la dérivée de la surface du noyau. Cette vitesse présente, à l'instant de la décharge, deux extrema positif puis négatif, correspondant à un éblouissement de la caméra. En l'absence de carburant, la surface du noyau décroît de manière continue, et disparaît après  $280 \pm 40 \mu s$ . Pour un noyau réactif, la combustion peut éventuellement augmenter sa surface ou la stabiliser pendant un court instant. Finalement, la surface de flamme perçue décroît lorsque le noyau quitte le champ de la caméra.

Un des défauts de ces visualisations est que, même pour un allumage effectif de la chambre, peu de temps après le claquage, le noyau perd en cohérence et devient de plus en plus difficilement visible. Ce résultat a déjà été observé par [Ouarti \(2004\)](#), lors de visualisations d'allumage ciblées sur l'ensemble de la chambre. Pendant un court instant, la flamme est si peu lumineuse qu'elle n'est plus détectée par la caméra, avant que la combustion ne s'emballe et se propage à l'ensemble du foyer.

Pour cette section, le temps de séjour du noyau à son emplacement initial  $\tau_s$ , est défini comme le temps nécessaire pour que ce dernier soit convecté sur une distance égale à son rayon initial  $r_1$  (cf illustration de la figure 7.10). Ce temps sera utilisé pour estimer le temps physique de



(a) Étincelle, sans carburation.



(b) Étincelle, carburation.

FIGURE 7.9: Évolution de la surface d'un noyau, ainsi que de sa vitesse d'expansion, de sa largeur et de sa hauteur, avec ou sans carburant ( $f_{acqu} = 50kHz$ , vue latérale). Le trait rouge matérialise l'instant pour la mesure de la taille du noyau.

simulation du noyau d'allumage. De plus, on définit la vitesse de convection du noyau  $V_{conv}$ , calculé en divisant le déplacement du noyau entre le début et la fin de la visualisation, par sa durée.

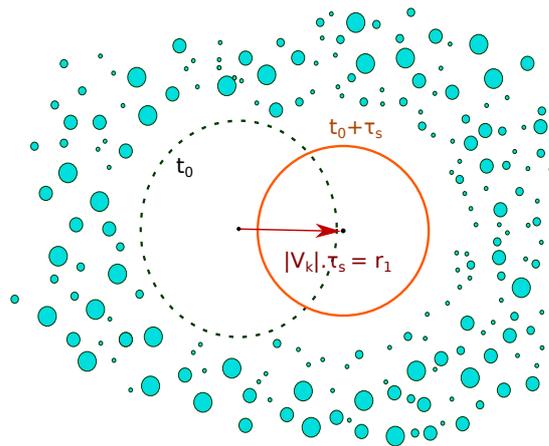


FIGURE 7.10: Illustration de la définition du temps de séjour du noyau ( $V_k$  = vitesse des gaz,  $\tau_s$  = temps de séjour,  $r_1$  = rayon initial).

Avec le champ de caméra choisi, le suivi du noyau est assuré sur une durée d'environ  $2ms$  suite au claquage. D'après les visualisations par le hublot latéral, le noyau a une forme approximativement sphérique. Cette forme est assez bien conservée sur une durée d'environ  $100\mu s$ ,

avant que le front de flamme ne soit visiblement plissé par la turbulence. Pour les visualisations réalisées depuis le fond de chambre, le noyau peut présenter la forme approximative d'une ellipse, de petit demi-axe normal à la paroi. Ces résultats ont été pris en compte dans le post-traitement, en considérant  $r_1$  la moitié de la hauteur du noyau, et  $q_1$  la moitié de sa largeur selon la normale à la paroi.

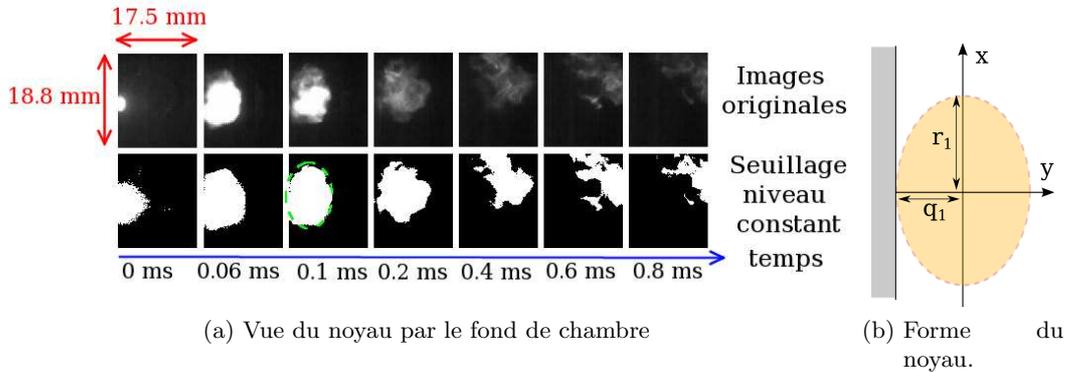


FIGURE 7.11: Visualisation de l'allumage par caméra rapide par le fond de chambre ( $f_{acq} = 50kHz$ ).

Les résultats obtenus lors de la campagne d'essais (A) sont synthétisés dans le tableau 7.2. Il apparaît que la surface du noyau est légèrement supérieure à celle de l'étincelle, en raison de la combustion du carburant. Les visualisations de l'étincelle révèlent un rayon du même ordre de grandeur que celui mesuré par [García-Rosa \(2008\)](#) pour la même chaîne d'allumage, à savoir  $5.85mm$  contre  $5.1mm$ .

Pour un noyau réactif, on observe une dispersion assez importante sur la taille mesurée, qui peut être liée à des variations de richesse en carburant à l'instant de la décharge d'énergie. Pour ces noyaux, le temps de séjour précédemment défini a été estimé. Il est compris entre  $0.4$  et  $0.6ms$ . La vitesse de convection du noyau est de l'ordre de  $10m/s$ , ce qui est cohérent avec la vitesse de la phase gazeuse mesurée par LDA pour cette zone. Dans l'ensemble, ces résultats ne révèlent pas de différences entre les noyaux entraînant ou non un allumage de la chambre. Localement, les conditions de l'écoulement semblent systématiquement favorables à la création d'un noyau réactif. Il semble que le succès de l'allumage du foyer soit conditionné plus par la phase de propagation de flamme, que par la phase d'initiation du noyau.

Un dernier résultat intéressant est la forme du noyau d'allumage réactif, qui se présente comme une ellipse à l'instant de la mesure. Le rapport de la largeur sur la hauteur du noyau a été mesuré et se situe autour de  $1.45$ . Cette analyse n'a cependant pas été menée pour des visualisations d'étincelles.

### 7.3.2 Transport du noyau par l'écoulement

Les essais réalisés pour les conditions (B), (C) et (D), ont été traités en utilisant un seuillage adaptatif. Le changement de méthode a pour but d'améliorer le suivi du noyau par rapport aux essais de la campagne (A). L'utilisation d'un champ de caméra plus large permet un suivi du noyau sur une durée de l'ordre de  $10ms$ . Deux situations sont à distinguer :

	$\tau_s$ ( <i>ms</i> )	$V_{conv}$ ( <i>m/s</i> )	$r_1$ ( <i>mm</i> )	$r_1/q_1$ (-)	Nombre d'échantillons	Allumage chambre
Moyenne	-	-	5.85	-	6	Sans
Écart type	-	-	0.15	-		carburation
Moyenne	0.68	8.72	6.45	-	11	OUI
Écart type	0.33	4.41	0.56	-		
Moyenne	0.39	8.06	5.92	1.46	3	OUI †
Écart type	0.19	3.86	0.30	0.05		
Moyenne	0.58	10.36	6.59	-	20	NON
Écart type	0.24	4.86	0.59	-		
Moyenne	0.32	10.47	6.17	1.42	15	NON †
Écart type	0.02	0.08	0.53	0.05		

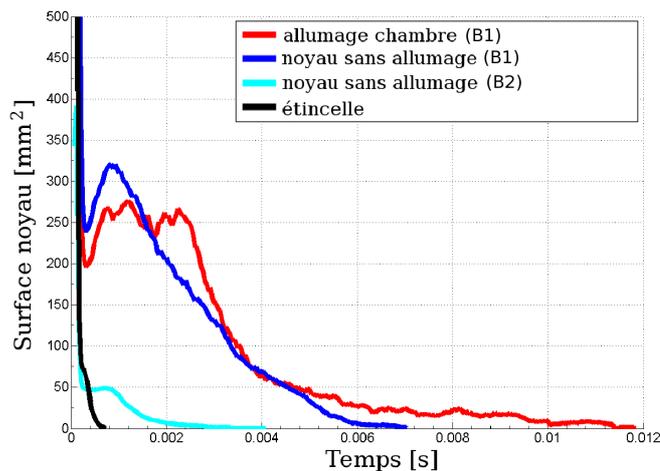
TABLE 7.2: Taille et temps de séjour mesurés pour l'étincelle et les noyaux d'allumage, campagne (A) († : visualisations par le fond de chambre).

1. La richesse en carburant est trop faible pour permettre la formation d'un noyau viable. Un petit noyau d'allumage évanescent est créé, par exemple pour les conditions ( $B_2$ ), correspondant à une richesse  $\phi_{glob} = 0.5$ . Cette richesse est en dessous des limites d'allumage déterminées par Lecourt (2008a).
2. La richesse en carburant est suffisante pour permettre la formation d'un noyau d'allumage viable; ce noyau sera ensuite convecté par l'écoulement (conditions ( $B_2$ ), ( $C_1$ ), ( $C_2$ ) et ( $D$ )).

La figure 7.12 présente la surface de flamme moyennée sur l'ensemble des essais ( $B_1$ ) et ( $B_2$ ). Pour les conditions ( $B_1$ ), une distinction est faite au sein de la même séquence d'essais entre les noyaux entraînant un allumage de la chambre, et ceux issus de claquages antérieurs, et pour lesquels la propagation de flamme n'aboutit pas à une flamme stable. La comparaison avec le signal issu d'une étincelle, sans carburant, montre bien que la combustion est amorcée au sein du noyau, pour les essais ( $B_1$ ) et ( $B_2$ ). Pour les conditions ( $B_2$ ), le noyau va cependant s'éteindre rapidement, avec une durée moyenne de survie de  $1.72ms$ . Ce délai étant très faible, le noyau est très peu convecté par l'écoulement porteur.

Les moyennes réalisées pour les essais ( $B_1$ ), pour des noyaux entraînant ou non l'allumage de la chambre, révèlent des tendances similaires. La surface moyenne croît sur une période  $\simeq 0.8ms$ , puis se stabilise ou diminue. Malgré le changement de post-traitement, la luminescence des noyaux d'allumage peut diminuer à tel point que ceux-ci ne sont plus détectés, même dans le cas d'un allumage réussi de la chambre. Après un délai suffisamment long, le noyau est déformé par la turbulence de l'écoulement gazeux, et peut se diviser en plusieurs petites répliques, parfois peu lumineuses. Enfin, après  $12ms$ , l'ensemble des noyaux d'allumage sont hors champ.

Les trajectoires de noyau ont été analysées afin de tenter de dégager une tendance générale pour les noyaux enflammant le brouillard. Les figures 7.13 et 7.14 représentent la trajectoire du barycentre du noyau dans un plan longitudinal de la chambre. La trajectoire du noyau, convecté

FIGURE 7.12: Surface de flamme moyennée sur l'ensemble des essais ( $B_1$ ) et ( $B_2$ ).

par un écoulement turbulent, se révèle très aléatoire d'un essai à l'autre. Ce caractère est très prononcé pour les positions de bougie 56 et 86 mm. D'après les mesures LDA pour un écoulement non-réactif, présentées dans la section 7.2.2, ces deux positions sont localisées dans la zone de recirculation latérale moyenne de l'écoulement gazeux. En proche paroi, les niveaux de vitesse restent assez faibles, de l'ordre de  $10\text{m/s}$ , mais l'intensité turbulente est très importante. Ceci explique pourquoi les noyaux d'allumage ne sont pas systématiquement convectés vers l'amont, malgré une position favorable de la bougie. Une tendance assez généralisée se dégage pour les cas d'allumage réussi de la chambre : la trajectoire du noyau suit le mouvement de giration de l'écoulement gazeux, et dans certains cas, remonte en direction de la tête injection avant de sortir du champ. La plupart des noyaux n'entraînant pas l'allumage, sont convectés en aval de la chambre. Ce comportement est bien marqué pour la position de bougie 116mm (cf figure 7.14). Contrairement aux deux autres cas, cette bougie est située en dehors des limites moyennes de la recirculation latérale. La proportion de noyaux convectés vers l'aval sur nos acquisitions est donc bien plus importante que pour les deux autres positions de bougie.

La convection du noyau vers la tête d'injection est une condition assez naturelle, mais n'est cependant pas suffisante pour garantir un allumage de la chambre. Les visualisations présentent en effet des situations pour lesquelles le noyau, convecté vers l'amont, s'éteint à cause de conditions locales défavorables à sa survie (la richesse locale en carburant est insuffisante, trop élevée, ou bien l'étirement de la flamme par la turbulence est trop important). Mais ces visualisations ne nous permettent pas de statuer sur les causes de ces échecs. Dans d'autres situations, le noyau amorce une trajectoire vers l'aval, mais la turbulence de l'écoulement induira un changement de vitesse qui le ramènera ultérieurement vers l'injecteur.

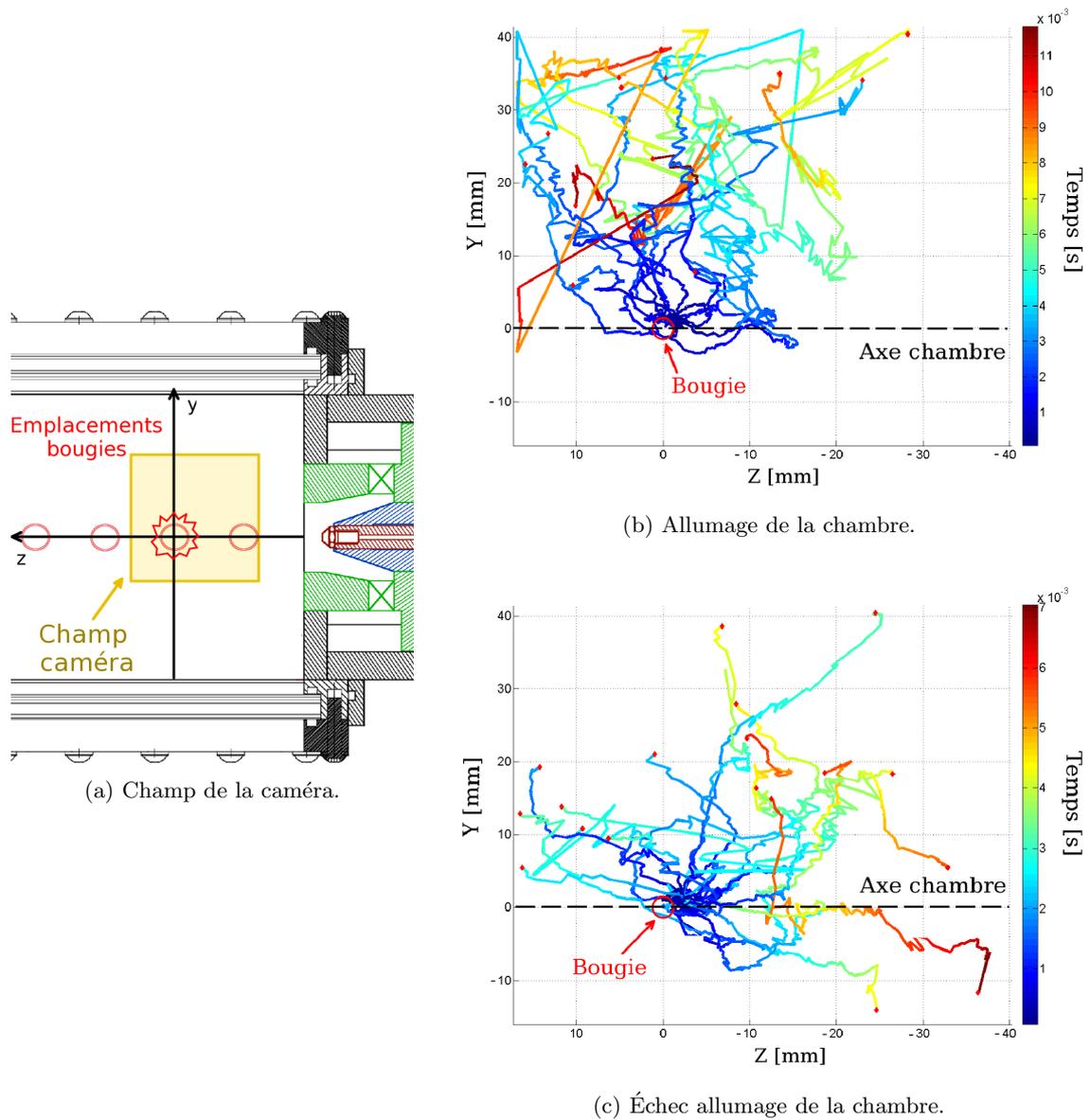


FIGURE 7.13: Trajectoires des noyaux d'allumage selon une section longitudinale, essais ( $B_1$ ) (bougie 56mm). Les diamants rouges correspondent à la fin de la trajectoire visible par la caméra.

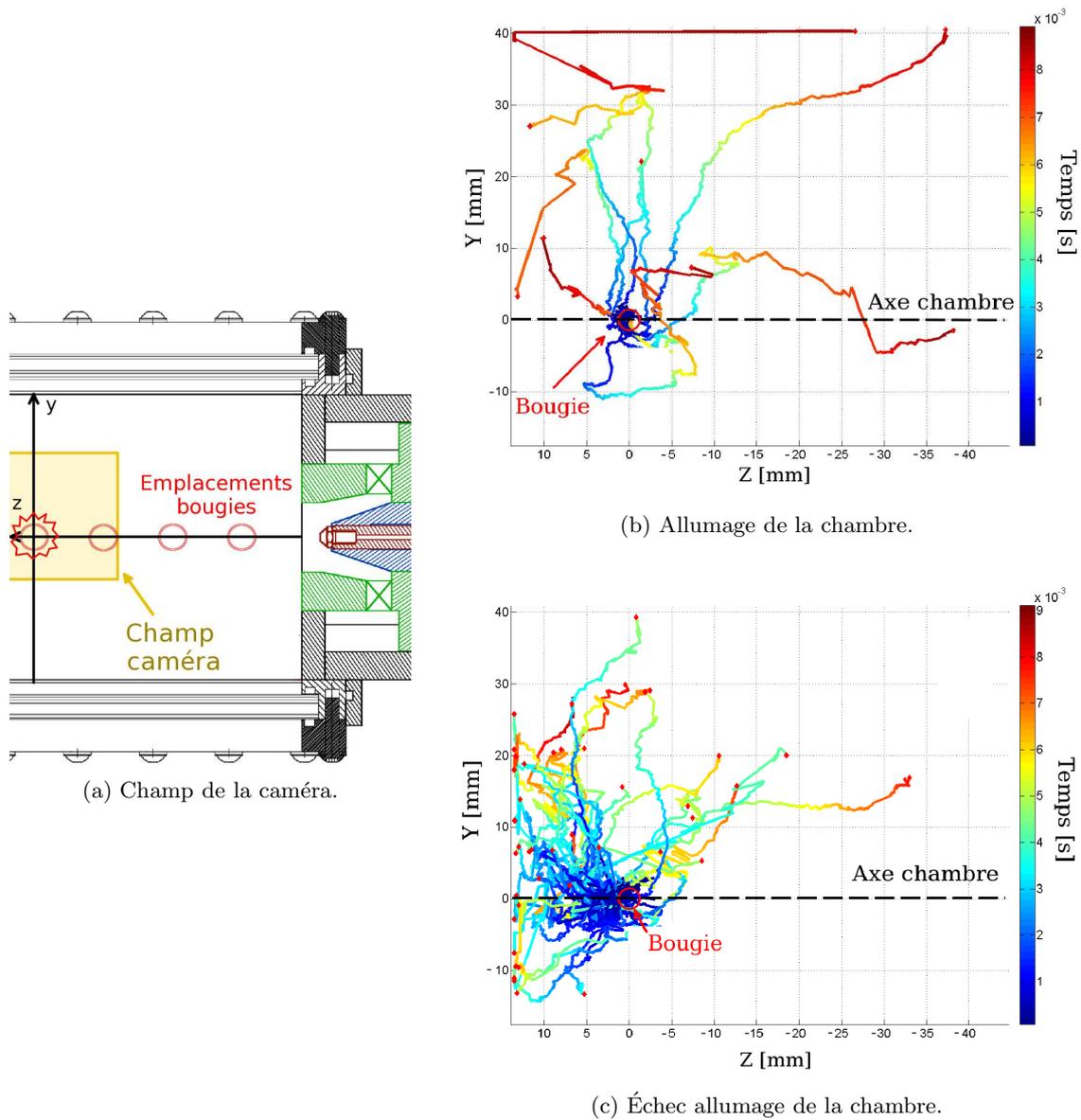


FIGURE 7.14: Trajectoires des noyaux d'allumage selon une section longitudinale, essais (D) (bougie 116mm). Les diamants rouges correspondent à la fin de la trajectoire visible par la caméra.

### 7.3.3 Conclusion

La taille du dépôt d'énergie délivré par le système d'allumage de la maquette mono-secteur a été mesurée à l'aide de visualisations rapides. Pour un écoulement non carburé, cette analyse montre que le rayon du noyau est de l'ordre de  $5.85\text{mm}$ , soit le même ordre de grandeur que celui mesuré par García-Rosa pour la même chaîne d'allumage.

Au cours de ses travaux, García-Rosa a estimé que le dépôt était réalisé selon un volume sphérique de rayon  $r_0$  ( $r_0$  étant lié à la taille de l'entrefer des électrodes), qui allait rapidement se dilater pour atteindre un rayon  $r_1$  de  $5.1\text{mm}$ . Un bilan d'énergie a permis d'évaluer la température des gaz à cet instant comme égale à  $3500\text{K}$ . Ceci correspond à une énergie de  $200\text{mJ}$ , soit une perte de 50% par rapport à la puissance électrique fournie par la bougie. Cette énergie déposée se révèle très sensible à l'ensemble des paramètres. Les résultats de notre étude nous ont cependant permis d'estimer que ce jeu de conditions initiales pour le noyau est compatible avec nos mesures. Par la suite, les simulations d'allumage pourront être réalisées en reprenant comme paramètres  $r_1 = 5.1\text{mm}$ , et  $T_1 = 3500\text{K}$ .

Les analyses réalisées pour un écoulement carburé ont permis d'estimer un temps de séjour du noyau à son emplacement d'origine. Ce temps se révèle de l'ordre de  $0.6\text{ms}$ , mais ce paramètre dépend bien naturellement de l'aérodynamique au sein de la chambre. Néanmoins, il permet de fixer un ordre de grandeur pour la durée de simulation de noyau, de l'ordre de la milliseconde pour des zones de faible vitesse en proche paroi.

La phase de transport du noyau a été analysée pour une gamme étendue de conditions. Deux situations d'échec de l'allumage ont été dégagées :

1. Pour des conditions opératoires loin en dehors des limites d'allumage en richesse, formation d'un petit noyau s'éteignant rapidement, sans être convecté.
2. Pour des conditions opératoires favorables à l'allumage, formation et convection d'un noyau au sein de l'écoulement.

Ce dernier cas a été comparé avec des événements permettant l'allumage du foyer, mais peu de différences ont été observées. Dans certains cas, le noyau est convecté en aval de la chambre, mais ce comportement n'est pas systématique et ne suffit pas à discriminer de façon certaine les noyaux pouvant allumer ou non la chambre. De fait, il est difficile de dégager des critères simples permettant de déterminer, selon des paramètres locaux, l'allumage d'un secteur de chambre. Les visualisations du noyau d'allumage ont permis de vérifier les deux critères naturels proposés pour l'outil de cartographie d'allumage (cf section 4.2.1), à savoir :

1. Initiation de la combustion et croissance du noyau.
2. Convection du noyau vers le système d'injection.

Ces critères sont utilisés comme base pour l'application de cartographie d'allumage sur champ aérodynamique figé.

## 7.4 Visualisation tomographique du spray

Les visualisations à haute cadence du noyau ont bien montré que l'allumage d'un brûleur industriel est conditionné par des phénomènes instationnaires. Afin d'approfondir cette anal-

yse, la structure et la dynamique du brouillard ont été caractérisées à l'aide de visualisations tomographiques, pendant la phase d'allumage et pour la phase de combustion stabilisée.

La figure 7.15 montre un exemple de séquence d'allumage de la chambre. Pendant la phase de carburation, le brouillard de kérosène se disperse dans l'ensemble de la chambre de combustion. Suite au dépôt d'énergie, la flamme initiée par le noyau d'allumage va se développer dans les zones de recirculations latérales, et la chaleur va progressivement évaporer le carburant liquide. La couleur jaune de la flamme est synonyme d'un régime de combustion riche, régime qui persiste après que le front de flamme soit accroché à la tête d'injection. En effet, une partie du carburant injecté va se déposer sur les parois de la chambre, et peut s'accumuler dans les zones de recirculation latérales. Après que la totalité du carburant déposé s'est évaporée et a brûlé, la flamme prend une couleur bleue caractéristique d'un régime de combustion pauvre. Le brouillard est alors confiné à proximité du système d'injection.

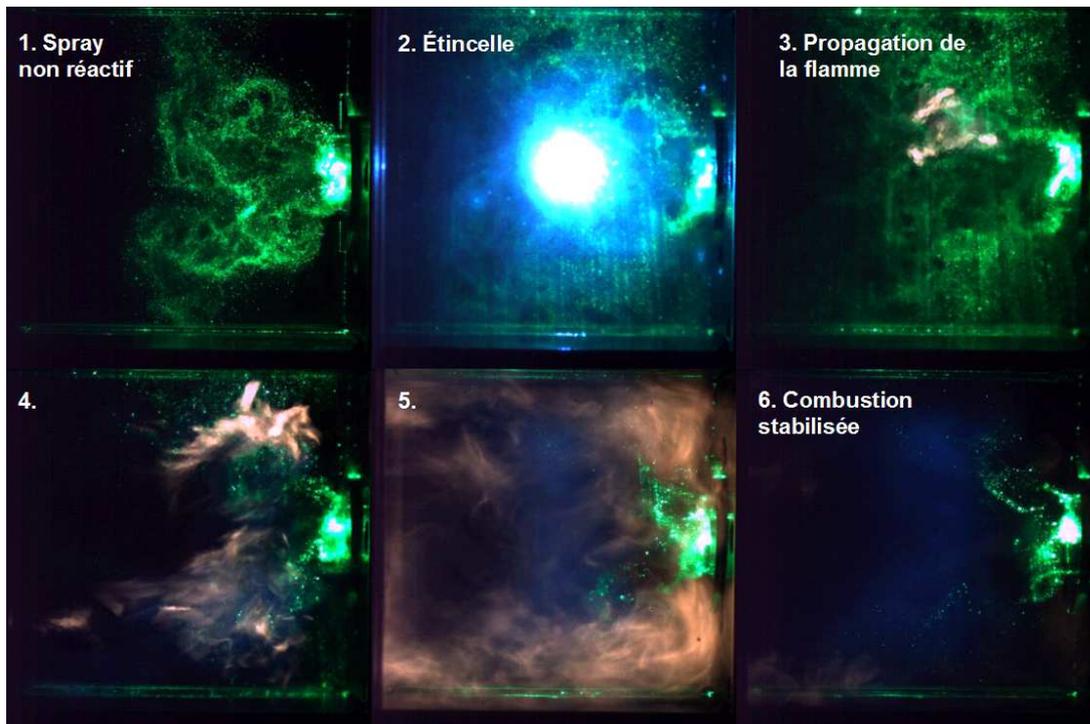


FIGURE 7.15: Exemples d'images tomographiques montrant les différentes phases de l'allumage complet du foyer (section longitudinale,  $f_{acqu} = 1kHz$ ).

Le même phénomène, observé par le fond de chambre, permet de bien voir que la propagation de la flamme suit la giration du swirl (cf figure 7.16). Sur cette séquence, le dépôt d'énergie est réalisé dans la section supérieure de la chambre. Le noyau est convecté par l'écoulement et perd en luminosité, puis  $\simeq 15ms$  après le claquage, pour un déplacement d'un peu plus d'un quart de tour dans le sens du swirl, la flamme croît et se propage dans les deux demi-quadrants inférieurs, avant de s'étendre au reste de la chambre.

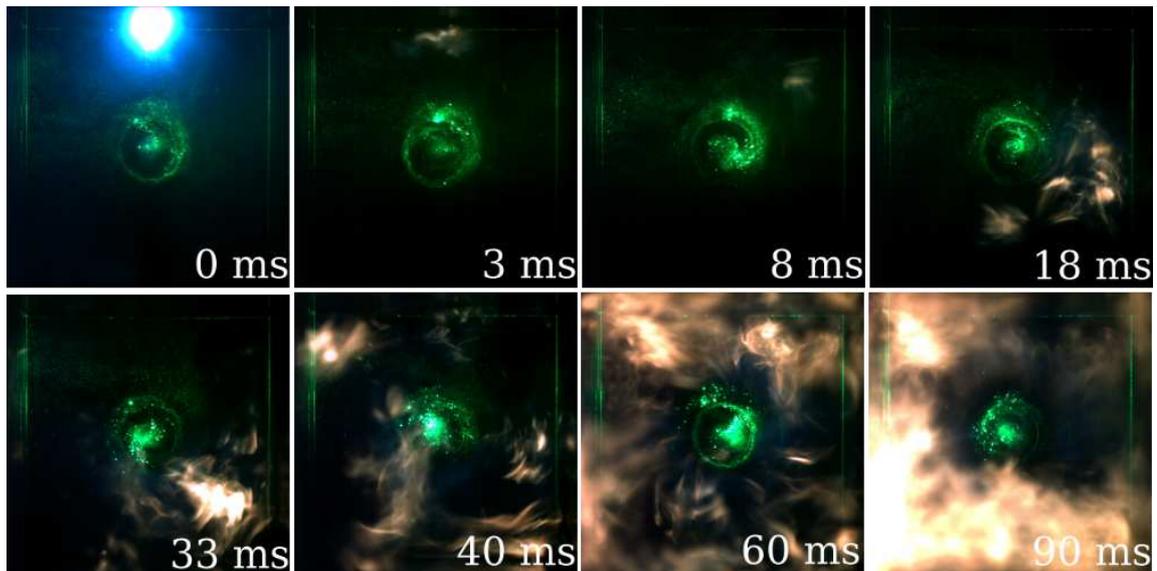


FIGURE 7.16: Exemples d'images tomographiques montrant les différentes phases de l'allumage complet du foyer (section transversale  $6mm$ ,  $f_{acqu} = 1kHz$ ).

#### 7.4.1 Concentration du carburant

La figure 7.17 présente quelques images tomographiques instantanées, réalisées avec une fréquence d'acquisition de  $4kHz$  pour un plan longitudinal. L'action de la phase porteuse sur le brouillard est particulièrement bien visible. Le spray, de la forme d'un cône creux pour un écoulement au repos, est cisailé par les structures turbulentes issues du tourbillonneur. Il en résulte la formation d'agglomérats de gouttes à la sortie du diffuseur, présentant une forme de poche. Ces agglomérats sont convectés par le jet d'air, selon un angle d'environ  $45^\circ$  par rapport à l'axe de la chambre. Les structures observées perdent en cohérence à mesure que l'on s'éloigne du diffuseur. À proximité des parois de la chambre, ces amas de particules sont dispersés, et on distingue le signal de diffusion des gouttes isolées.

La figure 7.18 montre des visualisations similaires réalisées par le fond de chambre, à une fréquence de  $10kHz$ . Le plan laser est localisé à  $6mm$  du plan d'injection, et un zoom a été fait sur la sortie du système d'injection. Les images montrent que le signal de diffusion est plus important au centre de l'image, et au niveau des lèvres du diffuseur. Le cœur dense du spray est animé d'un mouvement de rotation périodique autour de l'axe du système d'injection. Ce mouvement est lié à l'instabilité hydrodynamique PVC présente en sortie du diffuseur, comme le montre l'analyse spectrale réalisée dans la section 7.4.2.

La forte concentration de gouttes en périphérie du jet peut avoir deux origines :

1. Le mouvement de giration du spray est assez intense pour provoquer un impact du spray sur les parois. Ceci peut entraîner la formation d'un film le long du diffuseur, qui sera recisaillé par l'écoulement porteur en pénétrant dans la chambre de combustion.
2. Les gouttes de carburant piégées dans la recirculation latérale sont entraînées vers le système d'injection avec de faibles vitesses. Elles pénètrent dans la zone de cisaillement du jet d'air, au niveau des lèvres du diffuseur, où elles sont accélérées de nouveau.

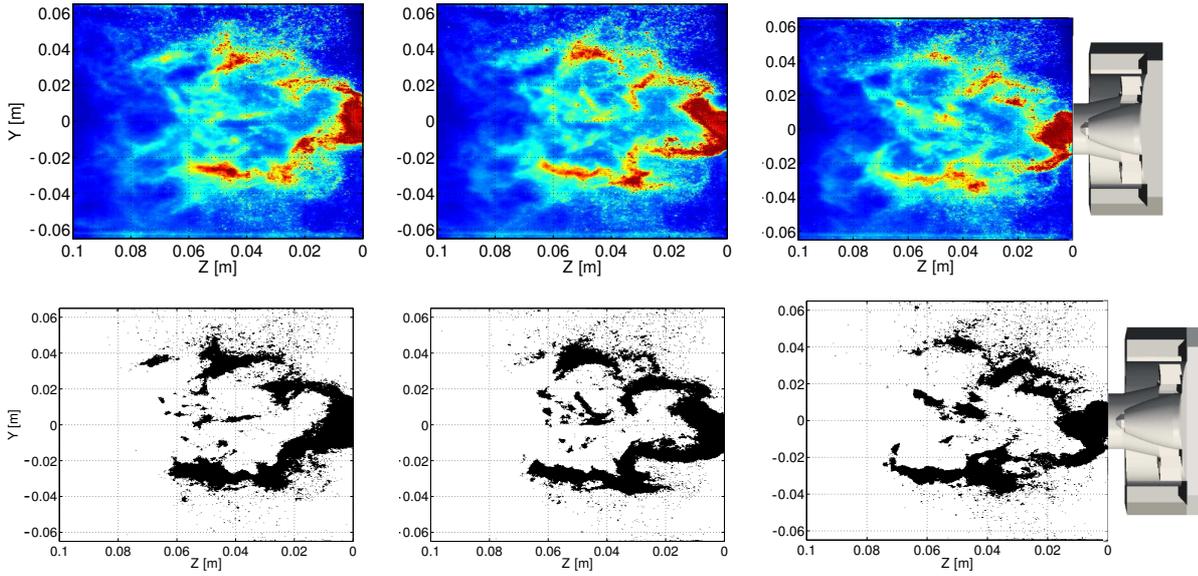


FIGURE 7.17: Visualisation tomographique du brouillard non-réactif (section longitudinale,  $f_{acq} = 4kHz$ , haut : niveau du canal vert, bas : image seuillée).

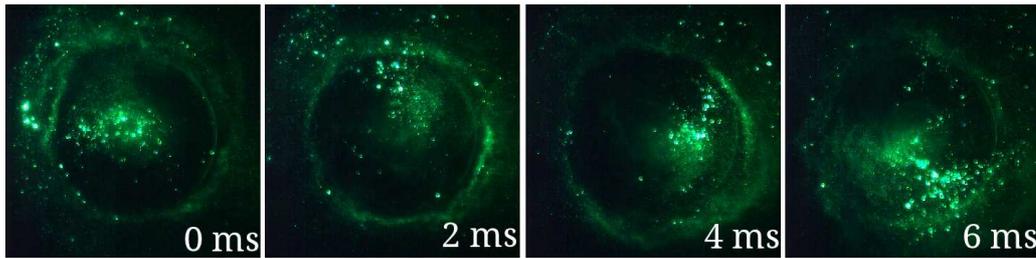


FIGURE 7.18: Visualisation tomographique du brouillard non-réactif (section latérale 6mm,  $f_{acq} = 10kHz$ )

Les visualisations latérales (cf figure 7.17) ainsi que les diamètres de gouttes importants observés par PDI à 6mm du système d'injection semblent corroborer la première hypothèse. En effet, les gouttes piégées dans les zones de recirculation latérale sont généralement des gouttes de petite taille. Les gouttes de diamètre élevé ayant une plus grande inertie auront tendance à suivre une trajectoire de type balistique. Des simulations RANS réalisées par [Quarti \(2004\)](#) et [García-Rosa \(2008\)](#) ont confirmé cette tendance. Les gouttes de diamètre élevé, traitées avec un modèle de rebond inélastique, rebondissent sur la paroi, et arrivent à s'extraire de la zone de recirculation latérale. Dans la réalité, selon la vitesse d'impact des gouttes sur la paroi froide, on assistera à un phénomène de *splashing* (fragmentation en plus petites particules), ou de dépôt.

La figure 7.19 présente des visualisations transverses du brouillard, en non-réactif et en combustion stabilisée, pour les sections  $z = \{6, 26, 56\}mm$ . Pour un écoulement froid, sur les sections 26 et 56mm, les particules sont dispersées à travers l'ensemble du plan laser. On peut deviner les structures tourbillonnaires dans ces sections. À 6mm, le spray est essentiellement confiné au niveau de la sortie du système d'injection. En combustion, la quasi-totalité des particules sont évaporées dès la section 56mm. En outre, on constate toujours la présence des lâchers tourbillonnaires de particules, qui se présentent comme des groupes de particules en forme d'arc.

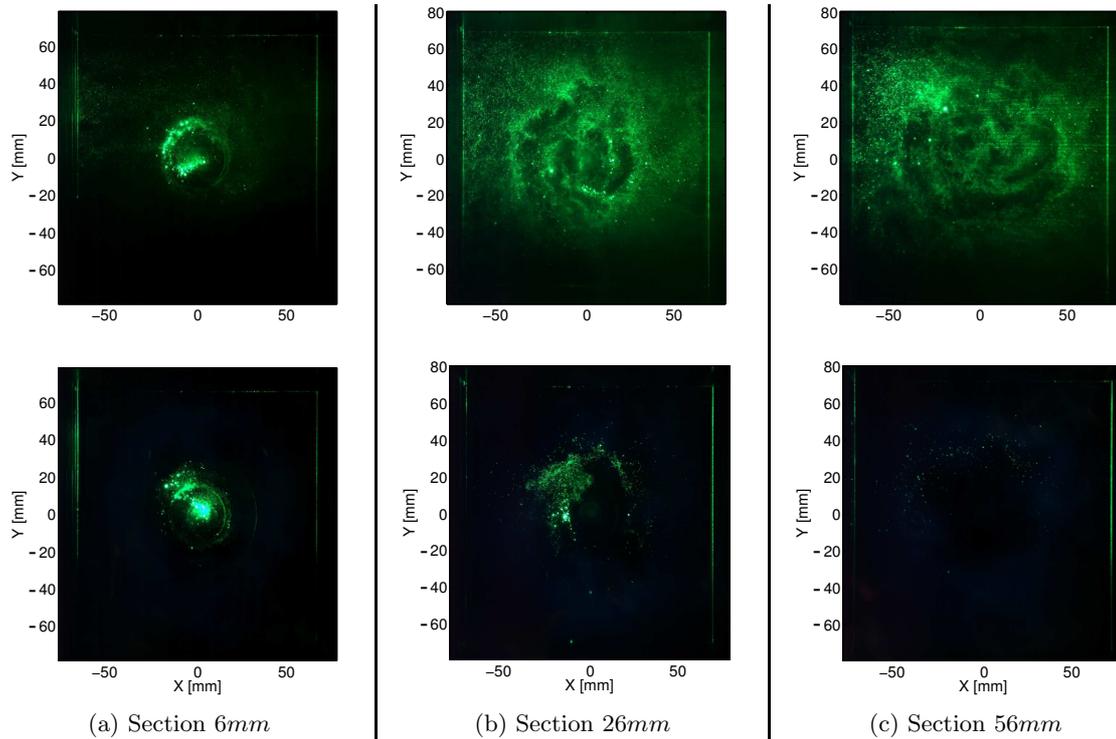


FIGURE 7.19: Visualisation tomographique instantanées du brouillard pour plusieurs sections latérales,  $f_{acqu} = 1kHz$  (haut = écoulement non-réactif, bas = écoulement réactif).

À partir des acquisitions réalisées dans le plan longitudinal, des images moyennées ont été obtenues, représentant la répartition spatiale du carburant dans la chambre de combustion. Le laser utilisé émettant dans le vert, ces images sont moyennées à partir de la composante verte du signal RGB. Ce traitement a été réalisé seulement pour le cas non-réactif. En combustion, la flamme stabilisée émet essentiellement dans le bleu, et une partie de ce signal est perçue par le canal vert. L'utilisation d'un filtre passe-bande aurait été nécessaire pour éliminer le signal d'émission de la flamme, mais n'a pas été possible à cause du manque de disponibilité du matériel approprié. Pour un écoulement réactif, il est cependant possible de réaliser une image moyennée pour les trois composantes RGB. La couleur permet de situer le spray, ressortant en vert, par rapport à la flamme, ressortant en bleu pour les zones pauvres et jaune pour les zones riches.

Sur l'image obtenue (cf figure 7.20), les zones de concentration maximale en gouttes sont bien visibles, au niveau de la tête d'injection et des lèvres du diffuseur. On peut observer une zone saturée, juste à la sortie du diffuseur, en face du gicleur. Évaluer la concentration de carburant dans cette zone comparativement au reste de la chambre n'est pas possible, à moins d'abaisser la puissance du laser. Toutefois, ce réglage aurait pour effet d'atténuer le signal obtenu au sein des zones de faible concentration. Un compromis a donc été fait, afin de maximiser la zone correctement perçue par tomographie.

Un examen de la zone de recirculation centrale montre que cette dernière est alimentée en carburant, mais la concentration moyenne de gouttes reste faible, surtout pour une abscisse  $z$  comprise entre 20 et 40mm. La concentration en carburant est également faible dans la zone de

recirculation latérale.

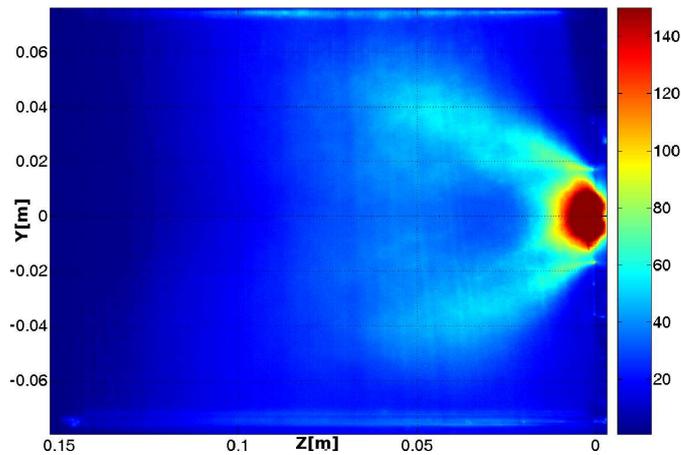


FIGURE 7.20: Visualisation tomographique moyennée selon la composante verte, pour un brouillard non-réactif (section longitudinale,  $f_{acq} = 1kHz$ ).

En combustion, la figure 7.21 montre la position approximative du front de flamme par rapport au brouillard, pour un régime stabilisé. La flamme présente une forme évasée, semblable à une tulipe. L'activité de la flamme est plus intense sur une zone comprise entre le brouillard et  $z \simeq 80mm$ . À proximité du diffuseur, les émissions de la flamme sont occultées par la lumière diffusée par les gouttes de carburant, ce qui rend difficile de situer avec précision les limites du front de flamme.

L'image transverse a été réalisée à partir d'acquisitions pour un plan laser situé à une abscisse  $z = 56mm$ , pour lequel les gouttes sont évaporées. Cette image montre que l'activité de la combustion est faible, voire inexistante, dans la zone de recirculation axiale. Il est intéressant de noter que la visualisation de la flamme moyennée présente une forme carrée liée à la forme du confinement.

## 7.4.2 Couplage du PVC et de la phase dispersée

Afin de confirmer que les structures instationnaires observées précédemment sont bien liées au PVC, deux traitements complémentaires ont été réalisés :

1. calcul de la fréquence de rotation de la zone dense du spray, d'après des visualisations transversales,
2. analyse spectrale du signal de diffusion pour certaines positions bien choisies au sein de l'écoulement.

La vitesse de rotation du cœur du spray a été obtenue en seillant une séquence d'image avec un niveau constant, et en appliquant une transformée de Fourier au déplacement (selon la direction horizontale ou verticale) de la surface ainsi obtenue. Les résultats ont été comparés à une analyse spectrale réalisée à partir d'une mesure de pression au sein de la chambre par Lecourt et al. (cf figure 7.22). Pour nos conditions opératoires, l'analyse spectrale fait apparaître une fréquence prédominante à  $1050Hz$ . D'après les résultats de Lecourt, cette fréquence varie linéairement avec la vitesse débitante de l'air, ce qui permet de la relier sans ambiguïté à

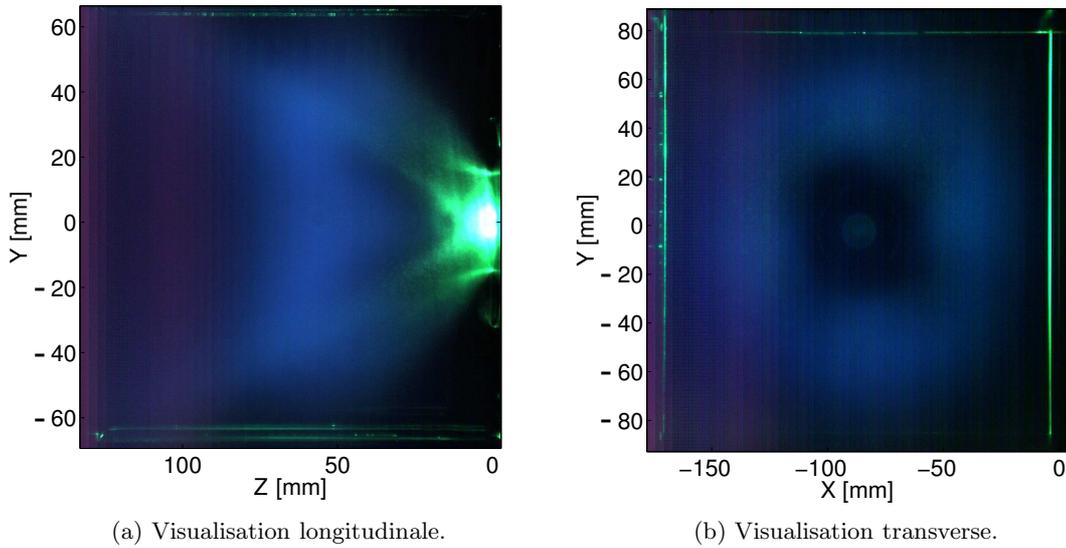


FIGURE 7.21: Image moyennée du brouillard en combustion éclairé par la nappe laser (section longitudinale,  $f_{acq} = 1kHz$ )

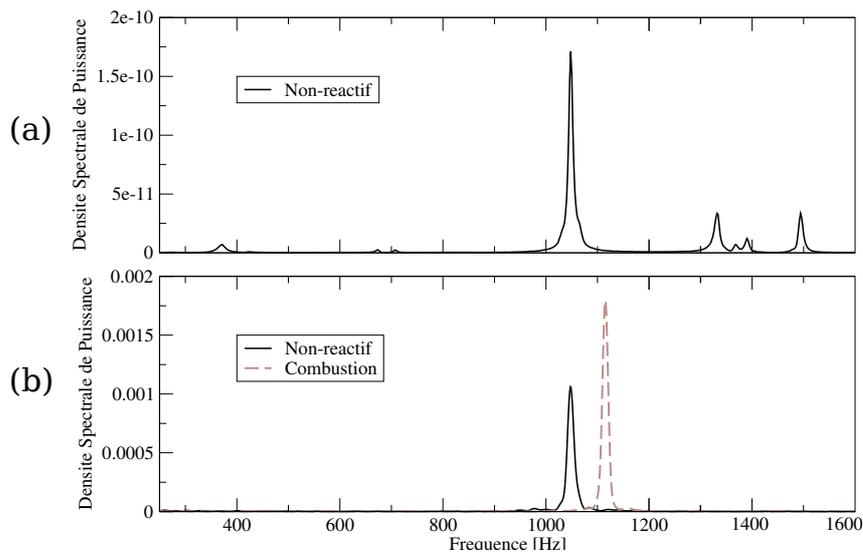
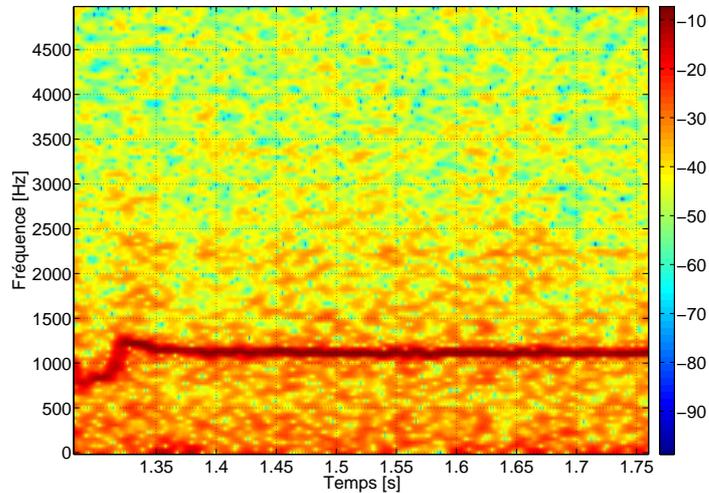


FIGURE 7.22: Mesure de la fréquence du PVC selon le signal de pression chambre, d'après [Lecourt et al.](#) (a) et selon un traitement des visualisations tomographiques pour la section transversale  $6mm$  (b).

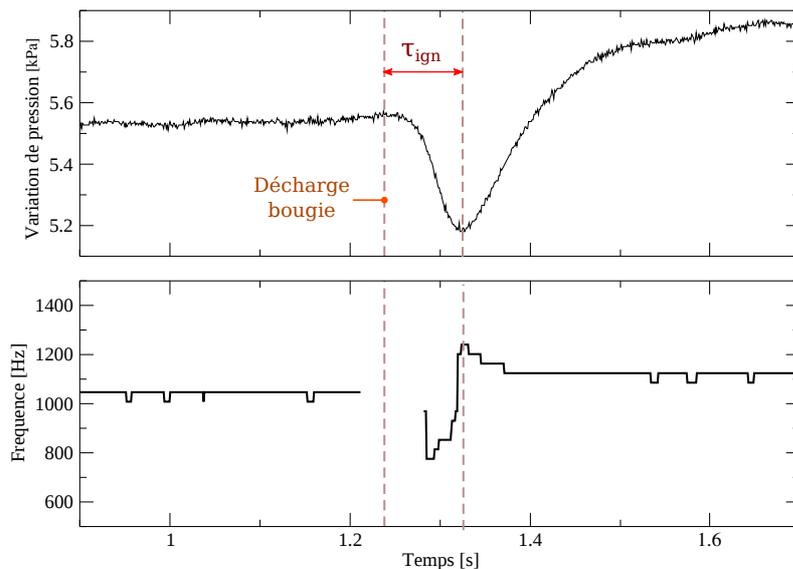
l'instabilité hydrodynamique PVC. En non-réactif, la fréquence de rotation du spray est comprise entre  $1047Hz$  ou  $1064Hz$  selon les essais, ce qui correspond à la fréquence du PVC mesurée selon le signal de pression.

Cette analyse a été étendue au brouillard en conditions réactives. Après allumage et stabilisation de la flamme, la fréquence d'oscillation du brouillard augmente légèrement pour atteindre  $1129Hz$ . En écoulement non-réactif, la fréquence de rotation du PVC est liée linéairement à la vitesse débitante des gaz au niveau du tourbillonneur. Une augmentation de la fréquence de rotation du PVC supposerait une augmentation de la vitesse des gaz, et donc une diminution

de la masse volumique de l'air au sein du tourbillonneur. La combustion entraînerait donc un échauffement des gaz à l'intérieur du diffuseur.



(a) Spectrogramme du signal de tomographie après l'allumage.



(b) Fréquence de rotation et différence de pression entre le plenum et la chambre de combustion.

FIGURE 7.23: Analyse spectrale du signal de tomographie laser.

Le suivi de l'évolution de la fréquence du PVC a été réalisé sur une séquence d'allumage (cf figure 7.23). À partir du spectrogramme obtenu, il est possible d'extraire la fréquence prédominante, liée au PVC en fonction du temps. Le spectrogramme présenté n'est cependant pas complet. Lors de la réalisation des essais, la série d'images correspondant à l'instant de l'allumage n'a pas été sauvegardée, d'où le trou observé sur le spectrogramme présenté.

Le spectrogramme obtenu est comparé à un signal témoin de l'allumage. La variation de pression entre le plenum et la chambre de combustion, correspondant à la perte de charge du système d'injection, nous permet de repérer l'instant pour lequel la combustion s'est effective-

ment mise en place de façon durable dans la chambre. Suite à l'étincelle, le  $\Delta P$  diminue sur une durée  $\simeq 50ms$ , avant d'augmenter et de se stabiliser à une valeur supérieure d'environ 5% par rapport à sa valeur de départ. La baisse du  $\Delta P$  correspond à une hausse de la pression au sein de la chambre, causée par la dilatation rapide des gaz pendant leur inflammation. Lorsque la combustion se stabilise, la pression au sein de la chambre de combustion diminue. L'analyse du signal de perte de charge nous permet donc de définir un délai d'allumage pour la chambre de combustion, comme le délai nécessaire pour atteindre le minimum de  $\Delta P$ .

La figure 7.23 montre que l'évolution de la fréquence du PVC est corrélée avec l'allumage. Simultanément à la baisse de la perte de charge, on observe une oscillation de la fréquence de rotation du PVC, sur une période de  $\simeq 0.1ms$ , soit environ 100 fois la période de rotation de la structure. Cette oscillation de la fréquence serait liée à une variation de la vitesse débitante au sein du tourbillonneur. On peut expliquer cette oscillation en deux temps :

1. l'expansion rapide des gaz chauds à proximité de la tête d'injection, va freiner le débit d'air pénétrant dans la chambre,
2. le débit massique bloqué lors de l'allumage est évacué, d'où une accélération temporaire des gaz.

Sur la configuration mono-secteur, le couplage entre le PVC et la phase liquide nous permet donc de remonter à la fréquence de cette instabilité, et d'observer son évolution pendant la phase d'allumage. Il reste à déterminer dans quelle mesure l'action du PVC agit sur les fluctuations de carburant au sein de la chambre. Pour cela, à partir de visualisations transverses, une analyse spectrale de puissance de la luminance est réalisée en plusieurs emplacements du brouillard. Pour chaque emplacement testé, nous définissons un capteur comme une fenêtre carrée de  $5mm$  de côté, et nous réalisons une transformée de Fourier du signal de luminance intégré sur cette fenêtre. La figure 7.24 montre les résultats obtenus par cette approche, pour des capteurs positionnés dans le jet d'air et pour les quatre positions de bougies.

Cette analyse montre que le PVC est responsable de fortes fluctuations de concentration de carburant essentiellement près du diffuseur de sortie. Pour les capteurs localisés dans le jet de carburant, la fréquence prédominante dégagée par l'analyse spectrale est celle du PVC. Le spectre obtenu pour le capteur  $J_1$  présente un second mode de fréquence plus élevée vers  $1800Hz$ . Il s'agit sans doute d'un mode acoustique, bien moins énergétique que celui de l'instabilité hydrodynamique, et qui n'est pas retrouvé sur les autres capteurs. À mesure que l'on s'éloigne en direction des parois, le mode lié au PVC est atténué. Près des parois, les capteurs localisés au niveau des positions de bougie montrent que ce mode est dissipé. La même analyse a été réalisée au niveau de la zone de recirculation centrale, et ne révèle pas l'existence de modes particuliers, dénotant un brassage plus homogène du brouillard.

Ce résultat a été retrouvé à l'aide de simulations LES diphasiques de la chambre mono-secteur réalisées par Sanjose (2009) pour d'autres conditions opératoires. Sanjose a analysé les modes propres obtenus par POD<sup>3</sup> du champ de fraction massique de carburant. Les modes obtenus par cette analyse ont une fréquence égale à celle du PVC et de sa première harmonique. Ce deuxième mode n'a cependant pas été retrouvé pour le traitement d'images tomographiques.

---

3. Proper Orthogonal Decomposition

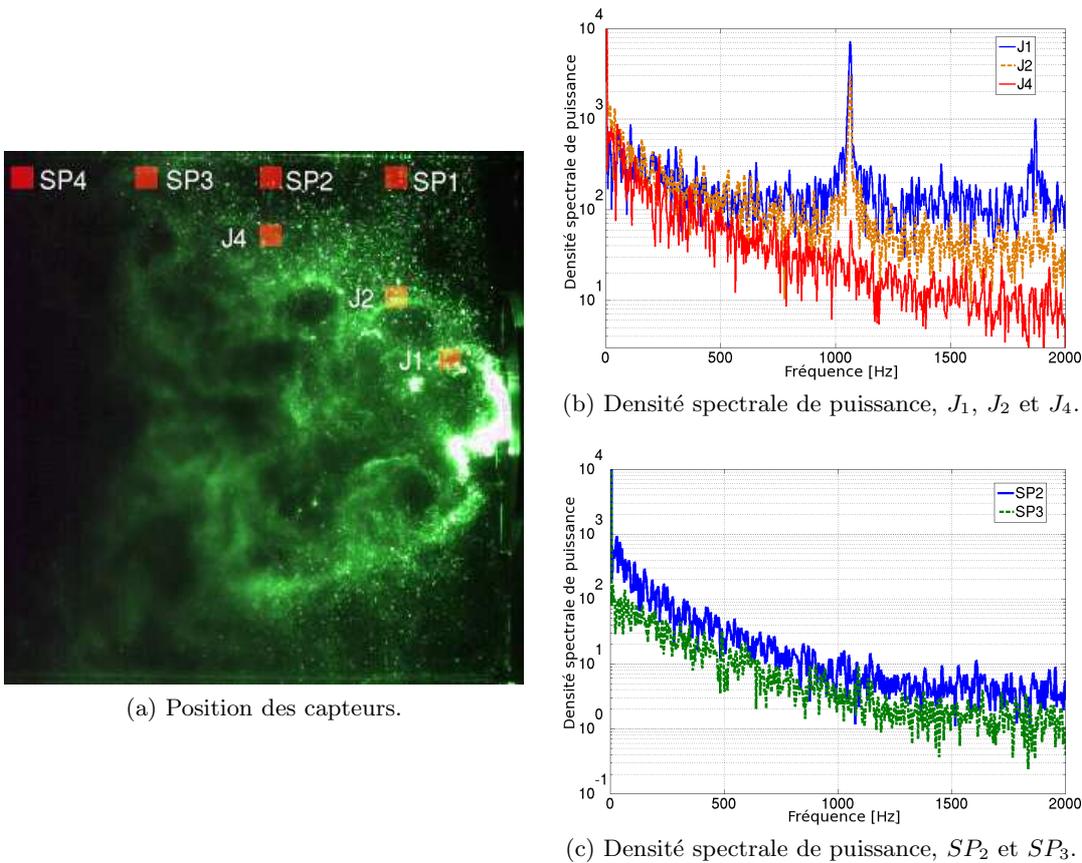


FIGURE 7.24: Spectre du signal de luminescence selon la position au sein de la chambre, conditions non-réactives.

Il est également intéressant de vérifier comment évolue la distribution de carburant à travers la chambre. Les histogrammes de l'intensité du signal de diffusion sont présentés sur la figure 7.25, pour quelques-uns de ces capteurs. La position de bougie 116mm n'a pas été analysée ici, étant située en dehors de la zone homogène de la nappe laser. Les distributions obtenues peuvent être approchées par une loi log-normale, ce type de distribution décrivant assez bien la distribution volumique de carburant issu d'un spray. Cette approximation est aussi bien valable dans les zones des bougies, que dans les zones soumises à l'effet du PVC, en sortie du diffuseur, très perturbées par la giration de l'écoulement. Ces données peuvent être utilisées pour la validation de calculs instationnaires, afin d'analyser la distribution massique de carburant au cours du temps.

En comparant les valeurs moyennes pour la luminance, il apparaît que celle-ci est plus importante au niveau de la bougie 56mm que pour les deux autres positions, ce qui dénote une richesse en carburant plus importante. La bougie 86mm présente le niveau de richesse le plus faible parmi les trois. Or, Lecourt (2008a) a observé que les limites d'allumage en pauvre, selon la richesse globale, étaient légèrement plus élevées au niveau de la bougie 86mm, que pour les deux premières positions de bougie (cf figure 2.30). L'analyse des histogrammes de luminance montre que cette position de l'écoulement semble moins bien carburée que les deux autres, ce qui est cohérent avec les observations de Lecourt.

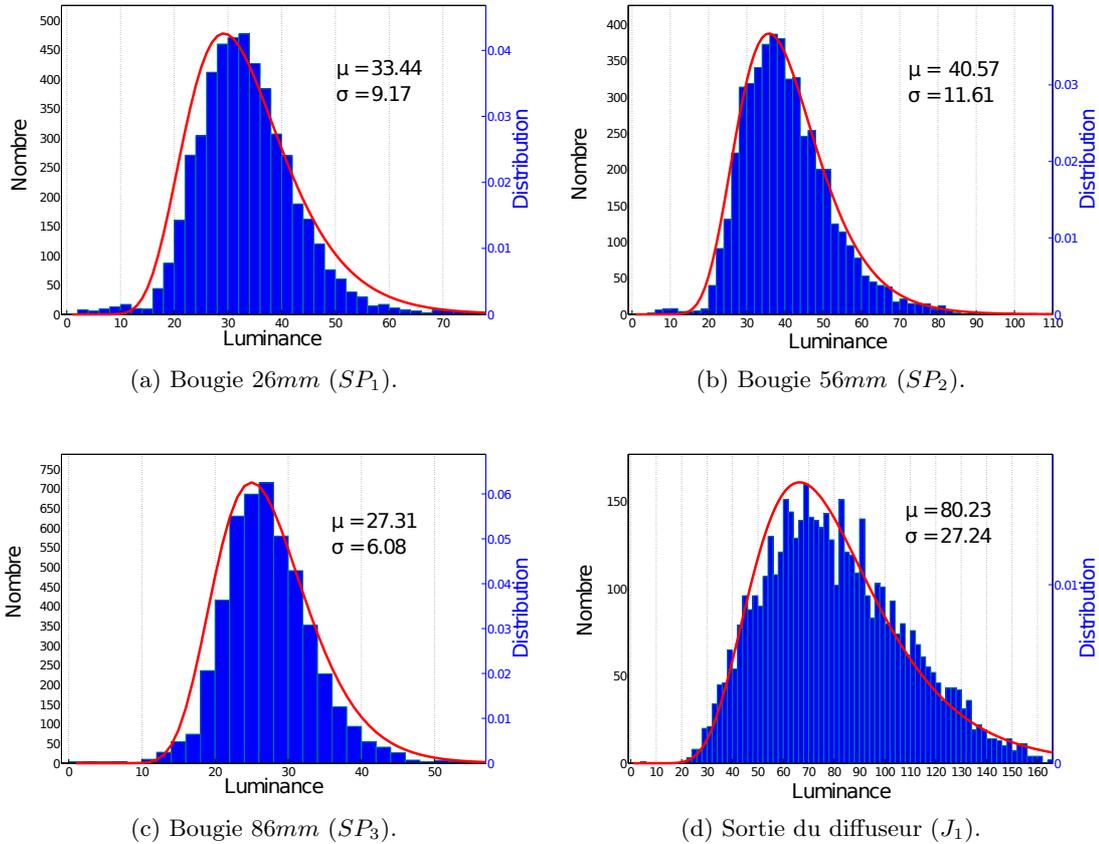


FIGURE 7.25: Distribution de la luminance pour les positions de bougie ( $\mu$  : moyenne,  $\sigma$  : écart type).

Il est bien visible que la richesse locale au niveau des bougies est soumise à des fluctuations relativement importantes. Ceci peut expliquer les écarts sur les tailles de noyaux réactifs observés sur les visualisations par caméra rapide. En effet, la vitesse de croissance du front de flamme est liée directement à la richesse en carburant au niveau du dépôt. Cependant, il est nécessaire de garder à l'esprit que cette relation entre vitesse de propagation d'un front de flamme et richesse locale est complexe, particulièrement dans le cas des écoulements diphasiques. La croissance du front de flamme dépend en effet, via la richesse gazeuse, du taux d'évaporation des gouttes, et donc de leur taille.

## 7.5 Synthèse des résultats obtenus

Les différentes campagnes d'essais présentées dans ce chapitre ont permis de compléter la banque de données existante sur la configuration mono-secteur, et ce pour des conditions opératoires bien définies. La finalité de cette base de données est de servir de cas de validation pour des simulations aérodiphasiques. Les données présentées ici ont l'intérêt de permettre la validation des différentes étapes d'un calcul d'allumage complet, incluant la simulation de l'écoulement non-réactif, la phase de propagation de flamme suite à un dépôt d'énergie réaliste, et enfin la simulation de l'écoulement réactif stabilisé.

La base de données ainsi constituée permet de valider :

1. les champs de vitesse moyenne/RMS de la phase gazeuse non-réactive, ainsi que la concentration relative du carburant dans la chambre ;
2. la granulométrie du brouillard pour la section  $6mm$  ;
3. les champs de vitesse axiale des phases gazeuses et dispersées en combustion ;
4. la granulométrie de la phase dispersées en combustion ;
5. la fréquence de l'instabilité hydrodynamique PVC en régime stabilisé et pendant le régime transitoire de l'allumage.

Pour ce point de fonctionnement, le seul manque persistant est la granulométrie du brouillard pour des sections avales. Cette donnée est essentielle pour valider la méthodologie d'injection utilisée lors d'un calcul aérodiphasique. Cependant, pour d'autres conditions opératoires, des mesures LDA et PDI sont disponibles ([Lecourt et al., 2011](#)) et pourront être utilisées pour la mise en place de calculs spécifiques à la validation d'un modèle d'injecteur. De plus, les performances d'allumage de la maquette pour cet écoulement gazeux sont à présent bien caractérisées, l'influence de la position de la bougie, de la richesse liquide, ainsi que le caractère probabiliste de l'allumage ayant été étudiés par le passé.

# Partie IV Simulation numérique de l'allumage d'un secteur de chambre

---

---

## Chapitre 8

# Méthodes numériques pour la simulation aérodiphasique

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Stratégie pour la validation des calculs</b>	<b>148</b>
<b>8.2</b>	<b>Calcul de la phase gazeuse</b>	<b>149</b>
8.2.1	Maillage	149
8.2.2	Conditions aux limites	150
8.2.3	Modèle de combustion	150
8.2.4	Paramètres d'intégration temporelle	152
<b>8.3</b>	<b>Calcul de la phase dispersée</b>	<b>152</b>
8.3.1	Évolution des gouttes	153
8.3.2	Couplage avec le calcul de la phase gazeuse	154
8.3.3	Conditions aux limites pour l'injection	155
8.3.4	Temps caractéristiques	157
8.3.5	Paramètres d'intégration temporelle	159
8.3.6	Interactions goutte-paroi	160

---

Ce chapitre présente l'ensemble des outils utilisés pour réaliser la simulation de l'écoulement diphasique sur la maquette mono-secteur. Les simulations présentées dans ce mémoire ont été réalisées avec le code CEDRE<sup>1</sup>, développé au sein de l'ONERA. Le code est composé de plusieurs solveurs utilisables en couplage :

- CHARME, solveur pour la phase gazeuse permettant l'utilisation des méthodes RANS ou LES.
- SPARTE, solveur Lagrangien pour la phase dispersée.
- SPIREE, solveur Eulérien pour la phase dispersée.
- ACACIA, permettant de calculer la conduction de la chaleur dans les solides.
- ASTRE dédié au calcul de rayonnement.

Pour cette étude, seuls les solveurs CHARME et SPARTE ont été utilisés. Ces solveurs sont succinctement décrits dans ce chapitre. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer au manuel utilisateur du code CEDRE, ou bien au mémoire de thèse de [Ouarti \(2004\)](#).

---

1. Calcul d'Écoulement Diphasique Réactif pour l'Énergétique

## 8.1 Stratégie pour la validation des calculs

Les conditions opératoires ayant fait l'objet d'une caractérisation expérimentale, et pouvant être utilisées pour valider une simulation numérique, sont rappelées dans le tableau 8.1. L'objectif de ce travail est la réalisation d'un calcul diphasique pour les conditions opératoires dites « de référence ». Dans un premier temps, la simulation de l'écoulement non-réactif sera validée, puis les champs aérodiphasiques seront utilisés pour tester les outils développés pour l'étude de l'allumage (cf chapitre 4 de ce mémoire) : construction d'une cartographie d'allumage, et simulation instationnaire de la propagation de la flamme au foyer.

D'après la synthèse des résultats du chapitre 7, la base de données expérimentale obtenue pour les conditions de référence présente un seul manque, à savoir les mesures de taille et vitesse de la phase dispersée en conditions non-réactives, pour des sections en aval de la tête d'injection. L'allumage étant conditionné par la répartition du brouillard au sein de la chambre, et de ce fait par les conditions aux limites pour l'injection du carburant, il est indispensable de valider la méthodologie utilisée pour définir un injecteur numérique.

La validation des conditions aux limites pour l'injection des gouttes est cependant possible pour d'autres conditions opératoires désignées par l'appellation « point TIMECOP ». Par rapport au point de référence, les vitesses débitantes calculées pour la phase gazeuse par rapport à la section d'entrée du plenum sont du même ordre de grandeur, avec un écart de 10.8% seulement. Les niveaux de vitesse calculés dans la veine d'essai seront du même ordre de grandeur, et les paramètres temporels adoptés pour la résolution de la phase gazeuse pourront être conservés d'un calcul à l'autre. En revanche, les écarts sur les débits de carburant injectés, ainsi que la température au sein de la veine, vont induire des différences sur la granulométrie et les champs de vitesse du brouillard.

Dénomination	$Q_{air}$ g/s	$Q_{kero}$ g/s	$T_{air}$ K	$U_{air,deb}$ m/s	$\phi_{glob}$	
point TIMECOP	19.80	1	463	82.7	0.75	validation calcul non-réactif
point de référence	35.05	2.25	293	92.6	0.95	tests outils d'allumage

TABLE 8.1: Paramètres des conditions opératoires simulées sous le code CEDRE.

Les calculs réalisés pour le point TIMECOP servent uniquement à valider la simulation de l'écoulement diphasique non-réactif, aucune donnée concernant l'allumage ou l'écoulement en combustion n'étant disponible pour ces conditions. Une fois la validation des paramètres de notre simulation réalisée, une simulation du champ aérodiphasique pour le point de référence est effectuée, permettant de tester plusieurs outils de prévision d'allumage.

Les paramètres utilisés pour les divers calculs (conditions aux limites, paramètres d'intégration) sont listés dans l'annexe D de ce mémoire.

## 8.2 Calcul de la phase gazeuse

Le solveur CHARME est dédié au calcul d'écoulements gazeux compressibles et multi-espèces. Les équations de Navier-Stokes sont discrétisées selon une approche volumes-finis, de type cell-centered, avec un schéma du second ordre. Dans le cadre de cette étude, les calculs sont réalisés selon une approche RANS, en utilisant un modèle de turbulence  $(k,l)$ ,  $k$  représentant l'énergie cinétique turbulente, et  $l$  l'échelle intégrale spatiale de la turbulence. Le schéma d'intégration temporelle choisi est un schéma implicite un pas-une étape.

L'air est modélisé par un mélange de  $O_2/N_2$  dans des proportions 22.2%/77.8%. Les autres espèces gazeuses considérées sont le substitut du kérosène proposé par Franzelli et al. (2010), ainsi que les produits de la réaction d'oxydation du kérosène  $\{H_2O, CO_2, CO\}$ . La fraction massique de ces espèces est initialisée à 0, et évolue en fonction de l'évaporation des gouttes et de l'activité de la combustion.

### 8.2.1 Maillage

Le domaine de calcul est présenté sur les figures 8.1 et 8.2. Le maillage utilisé est de type non-structuré et reproduit l'ensemble de la veine d'essai, comprenant le plenum, la chambre de combustion, ainsi que la sortie de la trompe d'aspiration. Ainsi, l'écoulement des gaz à travers le tourbillonneur est calculé, et le mouvement de giration du swirl est imposé par la géométrie du dispositif.

Le maillage a été généré par le mailleur GAMBIT du code CFD FLUENT, et comporte 3 822 099 cellules tétraédriques. Le raffinement des cellules a été accentué au niveau des vrilles du tourbillonneur, afin de disposer d'une dizaine de cellules dans la hauteur d'un canal. Les zones correspondant aux emplacements des quatre bougies d'allumage ont également été raffinées, afin de minimiser les instabilités numériques liées à des gradients de température ou de fractions massiques trop raides lors du dépôt du noyau d'allumage.

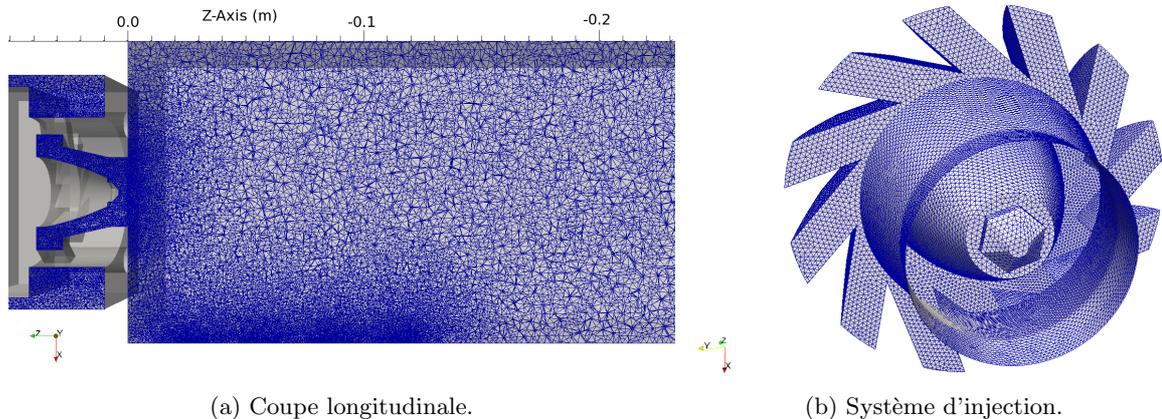


FIGURE 8.1: Visualisation du maillage de la chambre mono-secteur.

La géométrie de la veine d'essai a été découpée en deux domaines. Cette séparation a pour but de raccourcir le temps de séjour des gouttes numériques dans le calcul, en éliminant au niveau du solveur SPARTE des zones de faible vitesse et présentant peu d'intérêt pour la simulation

d'allumage. Le premier domaine inclut le plénum et la chambre de combustion. Le deuxième domaine inclut la trompe d'aspiration, ainsi que la pièce servant d'interface entre la chambre et la trompe. La face raccordant ces deux domaines est considérée comme une condition de sortie pour les gouttes numériques. L'injection du carburant au niveau de la chambre implique qu'aucune goutte n'atteint la deuxième partie du maillage.

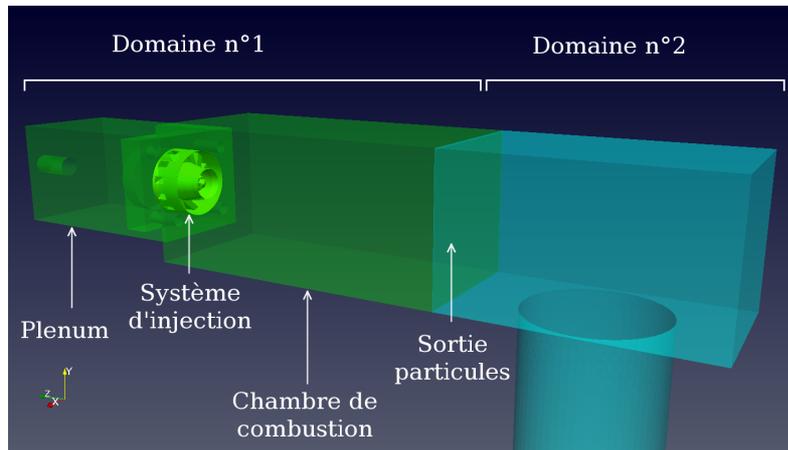


FIGURE 8.2: Domaines du maillage de la chambre mono-secteur.

Il est important de souligner que l'approche cell-centered utilisée dans CHARME est bien adaptée pour des maillages hexaédriques, mais pose des problèmes de stabilité pour les calculs des gradients sur les maillages tétraédriques, le nombre de cellules voisines étant limité. Pour pallier cet inconvénient, un limiteur de gradients a été utilisé pour l'ensemble des calculs présentés.

## 8.2.2 Conditions aux limites

En entrée du plénum, la condition choisie est de type *débit imposé*, fixant le débit massique et la température totale. Le taux de turbulence est fixé à 5%, et l'échelle intégrale de la turbulence est considérée comme égale à 10% du diamètre de la section d'entrée. Ces valeurs sont couramment utilisées pour des calculs d'écoulement turbulent en conduite, semblables à l'entrée du plénum. Notons que les premiers calculs pour le point TIMECOP ont été réalisés avec une condition en entrée type *vitesse imposée*. Ce type de conditions aux limites génère cependant des instabilités sur le débit entrant, et a été abandonné pour les calculs sur le point de référence. Les résultats montrent cependant que, au niveau de la chambre de combustion, les profils de vitesse moyens ne semblent pas affectés par ce changement de conditions aux limites. La condition de sortie est une condition à pression imposée, très classique, fixée dans notre cas à la pression atmosphérique.

## 8.2.3 Modèle de combustion

### 8.2.3.1 Modèles disponibles

Le solveur CHARME permet la mise en œuvre de plusieurs modèles de combustion, détaillés par Dupoirieux et Bertier (2011). Les modèles présentés dans cette section sont utilisables pour

des simulations RANS et pour un combustible mono-espèce représentant le kérosène. Le plus élémentaire permet de calculer le taux de réaction par une loi de type Arrhenius. Ce type de cinétique est adapté pour des calculs en écoulement laminaire, et à condition de mailler très finement au niveau du front de flamme.

Pour le cas d'un écoulement turbulent prémélangé, la turbulence peut augmenter la surface d'échange entre les gaz frais et les gaz brûlés, en provoquant un plissement du front de flamme (Borghini et Destriau, 1995). Si les petites échelles de la turbulence sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur du front de flamme laminaire, la diffusion de la chaleur et des espèces s'en trouve accélérée, ce qui a pour effet d'augmenter la vitesse de propagation moyenne de la flamme ainsi que l'épaisseur du front de flamme. Ceci n'est pas forcément valable pour la combustion non-prémélangée ou diphasique, l'influence de la turbulence étant plus complexe.

Parmi les modèles de combustion turbulente les plus simples, on peut noter les modèles à chimie infiniment rapide, utilisables exclusivement pour des réactions irréversibles à une étape. L'hypothèse de base de ces modèles est que la combustion est entièrement pilotée par le temps de mélange des gaz frais et des gaz brûlés.

Le modèle le plus simple, baptisé EBU<sup>2</sup>, a été développé pour le cas des écoulements prémélangés. Le taux de réaction moyen est calculé en fonction d'une constante  $C_{EBU}$ , de la fraction massique du carburant locale et injectée, ainsi que de l'échelle temporelle de la turbulence  $\tau_g$ . On suppose qu'un niveau minimum de température est nécessaire pour initier la combustion.

Le modèle CRAMER constitue une extension du modèle EBU pour les écoulements non prémélangés. Au lieu d'utiliser la fraction massique de carburant injectée, le calcul du taux de réaction moyen utilise le transport d'une variable de Schwab-Zeldovich  $\xi = (1/\alpha_{F,st}) \cdot Y_F - Y_{O_2}$ . Cette variable se comporte comme un scalaire passif au sein de l'écoulement, ce qui signifie que sa fraction massique n'est pas modifiée par la combustion. Les grandeurs moyennes et fluctuantes de ce scalaire passif sont calculées à l'aide de deux équations de transports. En présumant la forme de la PDF de  $\xi$ , il est finalement possible de calculer le taux de réaction moyen.

Pour ces modèles, l'équilibre chimique n'est pas pris en compte, et le réactif limitant est ainsi intégralement consommé. Il en résulte une surestimation de la température des gaz brûlés. Afin de corriger ce problème, il est possible d'utiliser le modèle dit CLE<sup>3</sup>, qui introduit une tabulation des fractions massiques des espèces à l'équilibre. Via la limite de consommation des réactifs, l'énergie dégagée par la réaction est limitée, ce qui permet de diminuer la température des gaz brûlés.

### 8.2.3.2 Choix du modèle

Afin de simuler un calcul de combustion diphasique, il est naturel de choisir parmi les modèles précédents un candidat adapté aux écoulements non-prémélangés, soit CLE ou CRAMER. Les simulations d'allumage de Ouarti (2004) ont été réalisées en utilisant le modèle de combustion CLE. Le code CEDRE étant en constante évolution, a fait l'objet de changements récents au

2. Eddy Break-Up

3. Combustion Limité par l'Équilibre

niveau de son architecture, et ce modèle s'est révélé indisponible au moment où les premiers calculs d'allumage ont été testés. En conséquence, le modèle de CRAMER a été utilisé en substitution.

Une simulation d'allumage a également été testée avec le modèle de combustion Arrhenius, et la cinétique chimique de [Franzelli et al. \(2010\)](#), mais n'a pas permis d'obtenir un allumage réussi pour la bougie 56 mm. Cependant, un calcul de flamme stabilisée utilisant la cinétique PEA a été réalisé, en partant d'un champ réactif calculé avec le modèle de CRAMER.

### 8.2.4 Paramètres d'intégration temporelle

Le calcul pour l'écoulement non-réactif est réalisé selon une approche stationnaire, avec un pas de temps de  $\Delta t_{CHARME} = 10^{-4} s$ . Ce pas de temps a été estimé en considérant (1/1000) du temps de séjour des gaz au sein de la chambre de combustion, constituant notre zone d'intérêt. Ce temps de séjour s'exprime en fonction du débit massique et du volume de la chambre comme :

$$\tau_{sej,cham} = \frac{Q_{air}}{\rho_{air} \cdot V_{cham}} \quad (8.1)$$

Il est égal à 0.16s pour le point de référence, et du même ordre de grandeur pour le point TIMECOP. Lors du régime transitoire, l'approche stationnaire utilise un pas de temps local pour chaque cellule, permettant de minimiser les variations trop rapides des variables d'état.

Pour les calculs de propagation de flamme, un calcul RANS instationnaire est réalisé, en utilisant le même schéma implicite, mais avec un pas de temps constant égal à  $10^{-6} s$ . Ce pas de temps est très petit devant le temps caractéristique de l'allumage, et permet d'observer l'évolution des grandeurs moyennes de l'écoulement lors de la phase transitoire consécutive au dépôt d'énergie.

Il faut cependant signaler que des problèmes de stabilité numérique ont été rencontrés dans le domaine n°2 lors des premières tentatives de calculs instationnaires. Ceci est probablement dû à un déraffinement trop prononcé du maillage dans cette zone. Reprendre le calcul depuis le départ s'avérant trop coûteux, la solution adoptée ici est de maintenir le calcul en mode stationnaire dans le deuxième domaine.

Lorsque la flamme s'est stabilisée, l'option pas de temps local est rétablie sur l'ensemble des domaines, afin d'accélérer la convergence du calcul. Le pas de temps du solveur est maintenu à  $10^{-6} s$ , le calcul en combustion nécessitant un pas de temps bas en raison de forts gradients.

## 8.3 Calcul de la phase dispersée

Le solveur Lagrangien SPARTE modélise la phase dispersée comme un ensemble de gouttes numériques. Chaque goutte se voit affectée un poids, et représente un certain nombre de gouttes réelles. L'avancement du calcul peut être réalisé selon deux approches :

1. Approche *stationnaire* : À chaque itération du solveur Lagrangien, on calcule l'ensemble des trajectoires des gouttes, injectées simultanément dans le domaine de calcul. Cette approche permet de réaliser de manière relativement rapide des simulations aérodiphasiques.

Les gouttes injectées sont éliminées à la fin de chaque pas de temps. Le poids numérique d'une goutte représente ici le nombre de gouttes par unité de temps.

2. Approche *instationnaire* : Les gouttes numériques sont injectées périodiquement dans le domaine de calcul, et leur déplacement est calculé selon le pas de temps du solveur Lagrangien. Cette méthode donne de meilleurs résultats quant à la prise en compte de la dispersion turbulente sur des gouttes. Dans ce cas, le poids numérique représente le nombre de gouttes réelles.

Ces deux méthodes sont succinctement décrites sur la figure 8.3. L'ensemble des modèles utilisables dans les deux cas sont identiques. L'approche stationnaire est semblable à celle implémentée dans le code industriel N3S-NATUR. Elle a été testée pour les calculs de validation en non-réactif et pour les calculs de cartographie d'allumage, ce dernier outil constituant un livrable pour l'industriel. Pour les calculs de propagation de flamme, l'approche instationnaire a été naturellement adoptée.

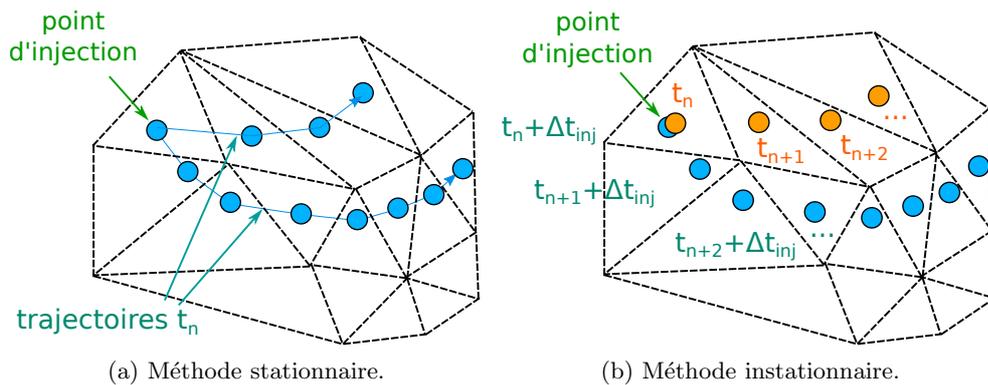


FIGURE 8.3: Principe des méthodes lagrangiennes stationnaires et instationnaires.

### 8.3.1 Évolution des gouttes

#### 8.3.1.1 Calcul des trajectoires

La trajectoire d'une goutte numérique au sein de l'écoulement est calculée en considérant la force de traînée exercée par l'écoulement gazeux. Cette force s'exprime en fonction d'un coefficient de traînée, qui est calculée ici en fonction d'une loi de Schiller et Neumann.

Afin de prendre en compte la dispersion des gouttes au sein de l'écoulement par la turbulence, un modèle dit de Langevin est utilisé. Selon ce modèle, la vitesse du gaz vue par une goutte numérique est la somme de la vitesse moyenne du gaz et d'une composante fluctuante attachée à la trajectoire de la goutte. Cette vitesse fluctuante est calculée à l'aide d'un tirage aléatoire. Elle est fonction des valeurs turbulentes pour la phase gazeuse et du temps d'auto-corrélation de la turbulence le long de la trajectoire de la goutte.

### 8.3.1.2 Chauffage et évaporation

Les modèles d'évaporation et de chauffage de la goutte sont identiques à ceux utilisés dans le modèle de noyau d'allumage et présentés dans la section 3.5.5. Le chauffage des gouttes est calculé selon un modèle de conduction infinie, ce qui revient à négliger les gradients de température au sein de la goutte. Les transferts massiques de la goutte vers le gaz sont calculés à l'aide du nombre de Spalding massique, qui est fonction des fractions massiques de vapeur à la surface de la goutte et dans la cellule. À la surface de la goutte, les variables d'état sont calculées à l'aide de la règle du tiers. Pour le calcul d'évaporation de la goutte, l'influence de la convection est prise en compte via le nombre de Sherwood, défini d'après les corrélations de Abramzon et Sirignano (1989).

### 8.3.2 Couplage avec le calcul de la phase gazeuse

La figure 8.4 présente le principe d'un calcul en couplage bilatéral avec les solveurs CHARME et SPARTE. Les trois temps définis par l'utilisateur sont :

1.  $\Delta t_{CHARME}$  : le pas de temps du solveur pour la phase gazeuse,
2.  $\Delta t_{SPARTE}$  : le pas de temps du solveur pour la phase dispersée,
3.  $\Delta t_{CEDRE}$  : le pas de temps pour l'échange entre l'ensemble des solveurs.

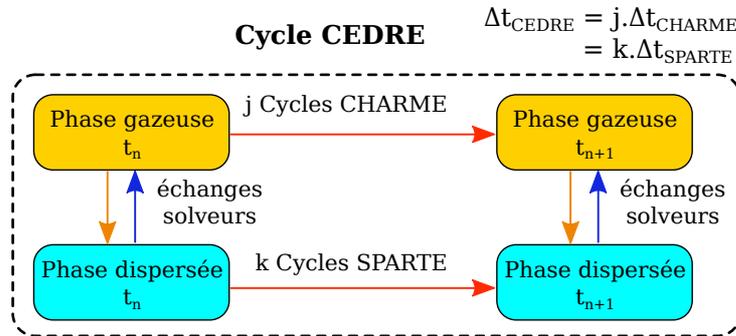


FIGURE 8.4: Principe d'un calcul en couplage bilatéral entre les solveurs CHARME et SPARTE.

À la fin de chaque cycle CEDRE, les données concernant la phase gazeuse vues par les gouttes sont mises à jour dans SPARTE. Inversement, les termes sources  $S_d^n$  calculés par SPARTE pour la phase gazeuse sont transférés au solveur CHARME et sont pris en compte lors du cycle suivant. Ces termes incluent les échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement. Dans le cas d'un calcul en couplage unilatéral, les termes sources issus de la phase dispersée ne sont pas pris en compte.

Il peut arriver que les termes sources issus du solveur Lagrangien provoquent des instabilités sur le calcul de la phase gazeuse. Pour éviter cela, il est possible de recourir à une méthode de sous-relaxation. Les termes sources  $S_g^n$  injectés dans le solveur CHARME au cycle  $n$ , sont ainsi calculés en fonction de  $S_d^n$  comme :

$$S_g^n = \Theta S_d^{n-1} + (1 - \Theta) S_g^{n-1} \quad \Theta \leq 1 \quad (8.2)$$

avec  $\Theta$  un paramètre de sous-relaxation. Pour l'ensemble des simulations présentées, ce paramètre a été réglé à 0.1. Il s'avère surtout utile pour les calculs à haute température, présentant un terme source d'évaporation élevé. Dans la pratique, cette méthode étale dans le temps les termes sources de la phase dispersée vers la phase gazeuse.

### 8.3.3 Conditions aux limites pour l'injection

Sous SPARTE, un injecteur numérique est défini comme un ensemble de points d'injection, chacun correspondant à un type de goutte, identifié par ses propriétés thermophysiques, sa température, sa vitesse d'injection, sa taille et un débit massique. L'outil utilisé ici a été initialement développé par [García-Rosa \(2008\)](#) en langage python. À partir de mesures de granulométrie, il permet de générer un ensemble d'injecteurs ponctuels, répartis de manière uniforme selon un ensemble de couronnes concentriques. On suppose que :

1. Les profils de vitesse et de granulométrie des gouttes sont symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur. Ceci a été vérifié à partir des profils de vitesse axiale et de diamètres moyens selon les traversées PDI.
2. Le chauffage et l'évaporation des gouttes entre le plan de mesures et le gicleur sont négligés. L'injection du liquide est ainsi réalisée de manière isotherme.
3. Les échanges de quantité de mouvement entre les phases gazeuses et dispersées sont négligés en amont du plan de mesure.

Dans son état initial, l'outil permettait de définir un injecteur de type cône plein, à partir de plusieurs jeux de mesures PDI permettant de reconstituer les trois composantes de vitesse. L'injection était réalisée de manière polydisperse, en reconstruisant une PDF pour les gouttes selon une loi log-normale définie par un diamètre moyen arithmétique et un écart type. De fait, les corrélations taille/vitesse n'étaient pas prises en compte, et la vitesse des gouttes ne dépendait que de la position radiale du point d'injection. Plusieurs modifications ont été apportées à cet outil au cours de ces travaux. Son principe, décrit ci-dessous, est résumé par la figure 8.5.

#### 8.3.3.1 Traitements des données PDI

Préalablement à la définition de l'injecteur, un tri des gouttes détectées lors mesures par PDI est réalisé (voir la section 7.1.2) afin d'identifier les gouttes de carburant issues de mouvements de recirculation. Les différentes gouttes sont triées en un ensemble de clusters, caractérisés par deux composantes de vitesse moyenne et leur diamètre moyen. Cet outil a été codé sous MATLAB, car faisant appel à un algorithme bien spécifique. Il permet également de combiner les données issues des deux traversées horizontales et verticales du PDI-2D. Pour rappel, chaque traversée permet de mesurer pour une goutte un couple de composantes de vitesse. Cette même méthodologie a été appliquée aux mesures réalisées pour le point TIMECOP. La phase de tri des gouttes a révélé des résultats tout à fait similaires à ceux obtenus pour le point de référence, validant la reproductibilité de cette méthode.

L'injecteur est modélisé comme un injecteur de type cône creux. Le débit massique de chaque point d'injection est obtenu à partir du flux volumique  $FV_{kero}$  mesuré par le PDI. Ce système

ne mesure cependant qu'un flux relatif, proportionnel au flux volumique réel. Le profil de débit massique réel en chaque point est donc recalculé à partir du flux volumique relatif et du débit massique total.

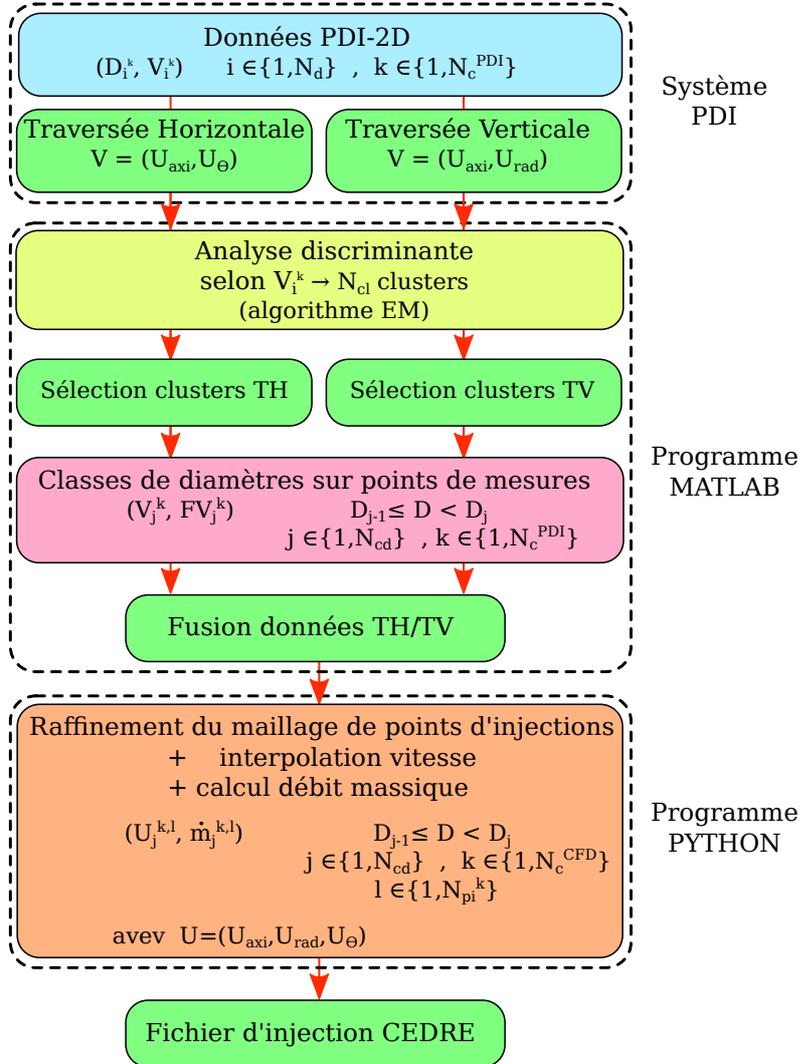


FIGURE 8.5: Méthodologie pour la création d'un injecteur numérique sous SPARTE (TH/TV : traversée horizontale/verticale,  $N_{cd}$  : nombre de classes de diamètres,  $N_{cl}$  : nombre de clusters,  $N_c$  : nombre de couronnes,  $N_{pi}^l$  : nombre de points d'injections sur la couronne  $l$ ,  $FV$  : flux volumique relatif).

Afin de mieux prendre en compte la dispersion en vitesse, chaque classe de gouttes est injectée en un point non pas avec la vitesse moyenne de la distribution, mais avec la vitesse moyenne calculée pour sa classe de diamètre. En effet, les résultats de la section 7.1.1 montrent que la vitesse axiale pour la phase dispersée présentent des écarts importants en fonction de la taille des gouttes, les plus grosses gouttes suivant une trajectoire balistique.

### 8.3.3.2 Maillage des points d'injection

Au cours de cette étude, un autre paramètre ayant fait l'objet de tests est l'espacement des points d'injection. L'exploitation d'une simulation Lagrangienne nécessite de moyennner les

données pour la phase dispersée selon un maillage Eulérien, le plus souvent le même que celui utilisé pour la phase gazeuse. L'inconvénient de cette méthode est la difficulté à obtenir des statistiques sur une population suffisante de gouttes pour l'ensemble du domaine de calcul. Si le nombre de gouttes numériques injecté est insuffisant ou mal réparti, l'écoulement peut présenter des zones qui ne verront passer aucune goutte. Le problème se pose déjà au niveau de la définition de l'injecteur numérique. En effet, si les points d'injection sont trop espacés par rapport à la taille de la maille, les statistiques réalisées sur cette zone seront d'ores et déjà faussées.

Lors des mesures, les traversées PDI sont réalisées selon un pas de  $2mm$ , permettant d'observer assez précisément les gradients radiaux du flux volumique et de la vitesse des gouttes. Dans la section de mesure, les gouttes de vitesse axiale positive sont circonscrites dans un cercle de rayon  $\simeq 26mm$ , soit un total de treize couronnes d'injection. Dans cette zone, la taille des mailles tétraédriques est de l'ordre de  $1mm$ . Quelques calculs tests ont été réalisés avec seulement cinq couronnes d'injection, puis en utilisant le pas d'échantillonnage du PDI. Pour ce choix de paramètres, les données Eulériennes obtenues présentent des discontinuités importantes, et plus particulièrement pour les zones finement maillées.

Afin de corriger ce problème, le maillage des points d'injection a été raffiné pour atteindre un pas de  $0.5mm$ , de l'ordre de la taille des mailles pour la phase gazeuse. Pour les points intermédiaires aux points de mesures, les vitesses des gouttes ont été interpolées, assurant la continuité des profils de vitesse. Une interpolation a également été réalisée sur le flux volumique total en chaque point. La répartition du flux volumique entre chaque classe de gouttes est cependant plus délicate à gérer. Le seul traitement réalisé pour les points intermédiaires est de conserver la PDF en diamètre des points de mesures les plus proches, afin de conserver les mêmes diamètres moyens pour des points voisins. Un exemple d'injecteur numérique, avec et sans raffinement du maillage, est présenté sur la figure 8.6.

### 8.3.4 Temps caractéristiques

Les temps caractéristiques pour la phase dispersée ont été évalués afin de fixer les paramètres du solveur SPARTE. Pour notre cas, les paramètres significatifs sont le temps de réponse dynamique des gouttes,

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\lambda_g} \quad (8.3)$$

le temps de chauffage :

$$\tau_c = \frac{1}{12} \frac{\rho_l C_{pl} d_p^2}{\rho_g C_{pg} \alpha_g} \quad (8.4)$$

ainsi que le temps d'évaporation :

$$\tau_v = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{d_p^2}{4\alpha_g Nu \frac{C_{pa}}{C_{pv}} \ln(1 + B_T)} \quad (8.5)$$

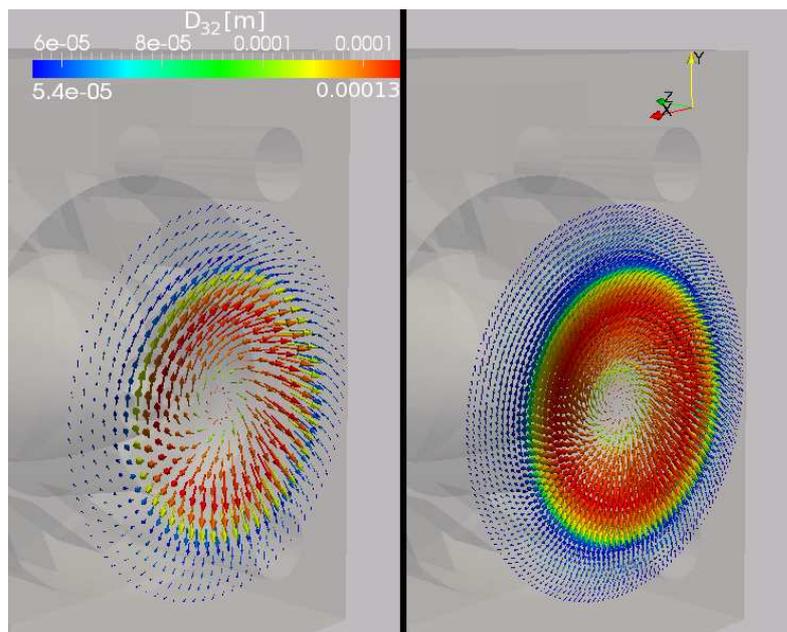


FIGURE 8.6: Exemple d'injecteur numérique pour calcul couplé CHARME-SPARTE (vecteurs : vitesse moyenne de la distribution de gouttes, coloré par le Diamètre moyen de Sauter ; gauche : maillage grossier, droite : maillage raffiné).

Pour un calcul instationnaire, le pas de temps doit être beaucoup plus faible que ces temps caractéristiques.

Le tableau 8.2 présente les temps caractéristiques calculés pour quelques-unes des classes de diamètre de l'injecteur numérique, pour les deux points de fonctionnement testés. Le temps caractéristique d'évaporation est ici calculé sans prise en compte des effets convectifs ( $Nu = 2$ ). D'après ces calculs, les gouttes ont un temps de réponse plus faible dans un écoulement chauffé que pour les conditions ambiantes, et suivent donc plus facilement les changements de vitesse de la phase gazeuse. Les temps de réponse restent cependant sensiblement du même ordre de grandeur dans les deux cas.

Pour le point TIMECOP, les temps caractéristiques d'évaporation et de chauffage montrent que les plus petites gouttes sont chauffées et évaporées sur un temps court devant le temps de séjour dans la chambre de combustion. L'une des hypothèses réalisées pour notre modèle d'injection est que les gouttes sont injectées de manière isotherme. Pour le point TIMECOP, la température choisie est la température mesurée sur la ligne de kérosène, égale à la température ambiante. On peut vérifier si cette hypothèse est cohérente pour les gouttes injectées à  $10\text{mm}$  du gicleur, en estimant leur vitesse initiale. Si cette dernière est comprise entre  $20$  et  $40\text{m/s}$ , comme le laissent supposer les mesures PDI, le temps de parcours des gouttes est compris entre  $0.5\text{ms}$  et  $0.25\text{ms}$ . Ces temps sont courts devant les temps de chauffage et d'évaporation des plus grandes gouttes, mais du même ordre de grandeur que le temps de chauffage des gouttes de  $10$  et  $20\mu\text{m}$ . Cependant, il faut souligner qu'à la sortie du gicleur, le kérosène est injecté sous forme d'une nappe liquide, puis atomisé en ligaments et gouttes de grande taille, dont les temps caractéristiques sont probablement très différents de ceux des petites gouttes. Les échanges thermiques entre les phases étant plus complexes à modéliser pour un film, nous conserverons

l'hypothèse d'un injecteur isotherme pour le calcul du point TIMECOP.

$D(\mu m)$	10		20		40		75	
$T_g(K)$	293	473	293	473	293	473	293	473
$\tau_c(ms)$	-	0.53	-	2.11	-	8.43	-	29.64
$\tau_v(ms)$	-	4.92	-	19.70	-	78.78	-	267.97
$\tau_p(ms)$	0.24	0.17	0.97	0.68	3.87	2.72	13.59	9.55

TABLE 8.2: Temps caractéristiques pour les gouttes de kérosène dans un écoulement gazeux à température  $T_g$  ( $Nu = 2$ ).

### 8.3.5 Paramètres d'intégration temporelle

Pour un calcul Lagrangien instationnaire, le pas de temps doit être suffisamment petit afin d'éviter qu'une goutte numérique ne traverse plusieurs cellules au cours d'une itération. Ceci permet d'obtenir une meilleure répartition des termes sources pour la phase gazeuse, et améliore les statistiques sur la phase dispersée. Pour le système d'injection simulé, la zone la plus sensible se situe à la sortie du diffuseur, où les vitesses du gaz peuvent atteindre  $60m/s$ , ce qui autorise un pas de temps de :

$$\Delta t_{SPARTE} = \frac{\Delta x}{U_d} = \frac{10^{-3}}{60} = 1.7 \cdot 10^{-5} s \quad (8.6)$$

En conséquence, le pas de temps du solveur est réglé à  $10^{-5} s$ . Ce pas de temps est suffisamment petit devant les temps caractéristiques calculés dans la section 8.3.4.

Notons que pour les calculs stationnaires, le pas de temps pour le calcul des trajectoires est un pas de temps local, calculé automatiquement selon le même esprit. Pour le calcul non-réactif, on effectue donc 10 itérations SPARTE pour une itération CHARME. Pour les calculs en réactif, cependant, le pas de temps des deux solveurs a été abaissé à  $10^{-6} s$ .

Le deuxième paramètre à régler est la période d'injection  $\Delta T_{inj}$ . Pour une simulation instationnaire, le temps de séjour est relié au nombre de points d'injection  $N_{inj}$ , de classes de taille de gouttes  $N_{cd}$ , à la période d'injection et au nombre de gouttes dans le domaine de calcul  $N_d$ , par la relation suivante :

$$N_d = N_{cd} \cdot N_{inj} \cdot \frac{\tau_{sej, cham}}{\Delta T_{inj}} \quad (8.7)$$

Il est ainsi possible d'estimer le nombre de points d'injection maximal possible ainsi que la période d'injection. Pour ces calculs, nous nous fixons un nombre de gouttes numériques maximal de 3.5 millions, soit l'ordre de grandeur du nombre de cellules du maillage eulérien. Ceci permet d'équilibrer approximativement le temps CPU utilisé par chacun des solveurs. Sur le point de référence, pour lequel l'évaporation a une influence négligeable, le nombre de points d'injection a été réglé à 7 170, pour 10 classes de diamètre, et une période d'injection de  $1ms$ .

Cette période est très élevée devant le pas de temps du solveur, et n'est pas négligeable devant le délai d'allumage de la chambre mono-secteur observé expérimentalement. Afin d'assurer tout de même une injection la plus homogène possible temporellement, l'instant d'injection des gouttes est tiré aléatoirement au cours de la période d'injection.

### 8.3.6 Interactions goutte-paroi

Cette section présente la démarche adoptée afin de sélectionner les modèles d'interactions goutte-paroi utilisés lors de nos simulations. Une liste non-exhaustive des modèles proposés dans SPARTE est établie au préalable. Nous verrons que le choix des conditions aux limites s'est avéré plus délicat pour le point de référence que pour le point TIMECOP, et a nécessité quelques calculs préliminaires.

#### 8.3.6.1 Modèles disponibles dans Sparte

Le modèle le plus élémentaire de SPARTE est la condition de *dépôt*. Lorsque ce modèle est actif, la totalité des gouttes entrant en collision avec la paroi est éliminée du calcul. Ceci est vrai notamment pour des gouttes de petite taille, pour lesquelles la vitesse d'impact (composante de vitesse normale à la paroi) est faible.

L'un des modèles les plus utilisés pour les simulations Lagrangiennes est le modèle dit de *rebond fusant*. Au moment de l'impact, l'angle de rebond de la goutte par rapport à la paroi est calculé aléatoirement entre deux extremum spécifiés par l'utilisateur. La perte de quantité de mouvement par la goutte est modélisée par un coefficient de restitution en énergie, qui intervient dans le calcul du module de la vitesse de la goutte après rebond.

Un autre modèle, plus complet, a été proposé par [García-Rosa et al. \(Aug.27 - Sept. 1, 2006\)](#) et implémenté dans SPARTE sous l'appellation *paroi complexe*. Ce modèle permet de distinguer trois cas : le dépôt, l'éclaboussement (splashing) et le rebond. L'occurrence de chacun de ces trois régimes est classifiée selon :

1. La température de la paroi adimensionnée  $T^*$  :

$$T^* = \frac{T_W - T_B}{T_L - T_B} \quad (8.8)$$

où  $T_W$  est la température de la paroi,  $T_B$  est la température d'ébullition, et  $T_L$  est la température de Leidenfrost.

2. Le nombre de Mundo  $K$  :

$$K = W_e \cdot O_h^\beta \quad (8.9)$$

$\beta$  est une constante égale à 0.4,  $W_e$  est le nombre de Weber calculé en fonction de la vitesse d'impact de la goutte à la paroi :

$$W_e = \frac{\rho_l |\vec{U}_l \cdot \vec{n}_W|^2 d_l}{\sigma_l} \quad (8.10)$$

et  $O_h$  le nombre d'Ohnesorge :

$$O_h = \sqrt{\frac{\mu_l}{\rho_l d_l \sigma_l}} \quad (8.11)$$

Pour le régime d'éclaboussement, après impact, la goutte est fragmentée en un ensemble de gouttes numériques, dont la distribution obéit à une loi log-normale. Pour plus de détails sur ce modèle, on se référera à la publication originale des auteurs.

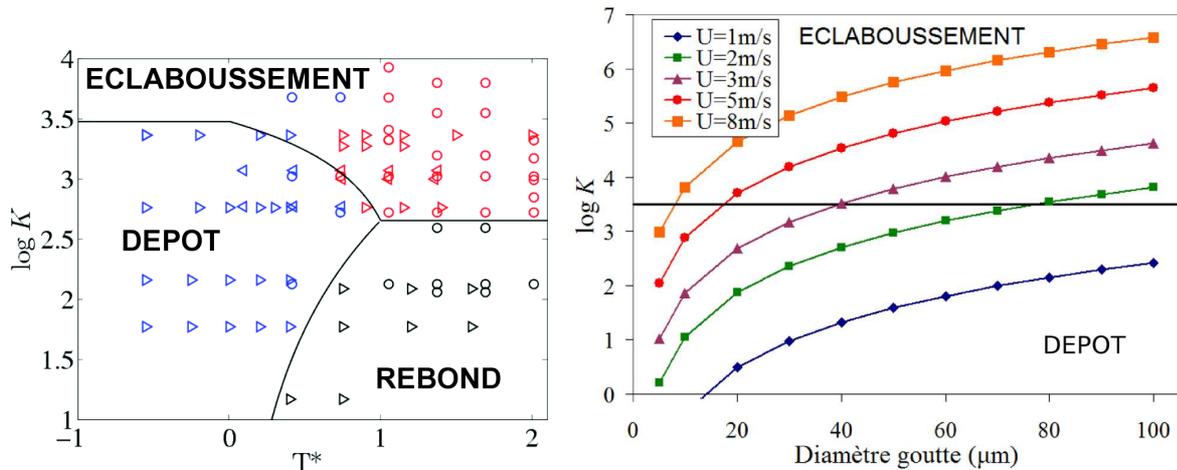
### 8.3.6.2 Études préliminaires

Pour les conditions de référence, les premières simulations ont été réalisées en utilisant le modèle *rebond fusant* sur l'ensemble des parois de la chambre. Les premiers résultats ont montré que certaines gouttes de petite taille pouvaient se retrouver piégées dans les zones de recirculation latérales de l'écoulement, ce qui a pour effet d'augmenter considérablement leur temps de séjour dans le domaine de calcul. Il en résulte une concentration anormalement élevée de gouttes dans les zones de recirculation latérales, très supérieure au reste de l'écoulement, et des niveaux de richesse locale de l'ordre de la dizaine. Or, les visualisations par tomographie laser du brouillard ont bien montré que la concentration en gouttes dans cette zone est relativement faible par rapport au reste de l'écoulement. Ce problème n'a pas été soulevé lors des simulations du point TIMECOP. Pour ce cas, les temps caractéristiques d'évaporation étant faibles pour les petites gouttes, celles-ci finiront naturellement par s'évaporer totalement au fur et à mesure de leur parcours.

Afin d'expliquer les résultats anormaux obtenus pour le point de référence, trois explications sont possibles. La première possibilité explorée est une injection de gouttes trop importante en périphérie du brouillard, qui alimenterait directement la zone de recirculation latérale. Une attention particulière a été apportée afin que les angles d'injection des gouttes et le diamètre maximal des couronnes d'injection soient cohérents avec ceux mesurés selon les images de tomographie laser. Une deuxième source d'erreur possible est une prise en compte insuffisante de la dispersion du brouillard dans la chambre, liée à l'absence de modélisation des phénomènes instationnaires tels que le PVC. Il est en effet possible que le modèle de dispersion turbulente appliqué aux gouttes ne permettent pas de reproduire de manière fidèle les variations du champ de vitesse vues par les gouttes le long de leur trajectoire. Malheureusement, ce type de modèle est à l'heure actuelle le seul disponible pour un calcul RANS. La dernière piste, approfondie plus en avant, est liée à la modélisation des impacts de gouttes sur la paroi de la chambre.

Afin de caractériser plus finement les régimes d'interaction goutte-paroi rencontrés, les corrélations du modèle *paroi complexe*, présentées plus haute, ont été utilisées. Pour des températures inférieures à la température d'ébullition, comme pour notre cas ( $T^* < 0$ ), les interactions prédominantes seront le dépôt et l'éclaboussement. La frontière entre ces deux régimes est délimitée par le niveau  $\log(K) = 3.5$ . De plus, pour cette température, le phénomène de splashing peut s'accompagner d'un dépôt partiel de liquide en paroi.

Le tracé de  $\log(K)$  en fonction du diamètre des gouttes, en considérant la paroi à la température ambiante et des vitesses d'impact basses (cf figure 8.7), montre que le régime de



(a) Classification des régimes d'impact goutte-paroi. (b) Régime d'impact en fonction de la vitesse d'impact et du diamètre pour une paroi à température ambiante.

FIGURE 8.7: Application du modèle d'interaction goutte-paroi de [García-Rosa et al. \(Aug.27 - Sept. 1, 2006\)](#).

dépôt est prédominant pour les plus petites gouttes. Pour des tailles plus importantes, le régime d'éclaboussement sera de plus en plus favorisé à mesure que la vitesse augmente. Afin d'évaluer la prédominance d'un régime sur l'autre, un calcul SPARTE stationnaire a été réalisé en utilisant le jeu de conditions aux limites suivant pour les parois de la chambre :

1. condition de rebond fusant pour les gouttes sur les parois latérales,
2. condition de dépôt systématique selon la paroi du fond de chambre.

Cette solution a permis de limiter le calcul des gouttes dans la zone de recirculation, et d'évaluer la vitesse d'impact des gouttes pour plusieurs emplacements. Les zones analysées sont les parois latérales, pour une abscisse longitudinale de  $z = 50\text{mm}$  (A) et  $z = 20\text{mm}$  (B), ainsi qu'une partie du fond de chambre (C), excluant les zones proches du diffuseur. Ces capteurs sont schématisés sur la figure 8.8.

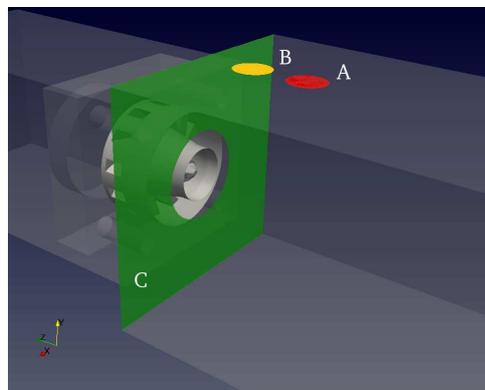


FIGURE 8.8: Position des capteurs pour analyse du régime d'interactions goutte-paroi.

Pour les sondes définies, les distributions de vitesse d'impact et de  $\log(K)$  sont analysées en terme de débit liquide (cf figures 8.9, 8.10 et 8.11). La zone (A) est située au niveau de l'impact

des gouttes suivant une trajectoire balistique suite à l'injection. Les gouttes de taille élevée représentent la majorité du débit calculé, et possèdent une vitesse d'impact assez importante. Ces gouttes auront tendance à se fragmenter en un ensemble de gouttes de diamètre plus faible. Pour la zone (B), située au sein d'une recirculation latérale des gaz, les niveaux de vitesse sont bien plus faibles, et les diamètres des gouttes ramenées en paroi sont également bas. Le régime de dépôt est ici prépondérant. Concernant la zone (C), les gouttes ont une vitesse d'impact légèrement plus importante. Même si leur nombre est faible, il est également visible que des gouttes de grand diamètre atteignent le fond de chambre, et présentent une fraction du débit impactant non négligeable. Comme pour la zone (A), la plus grande partie du débit liquide éclabousse la paroi du fond de chambre.

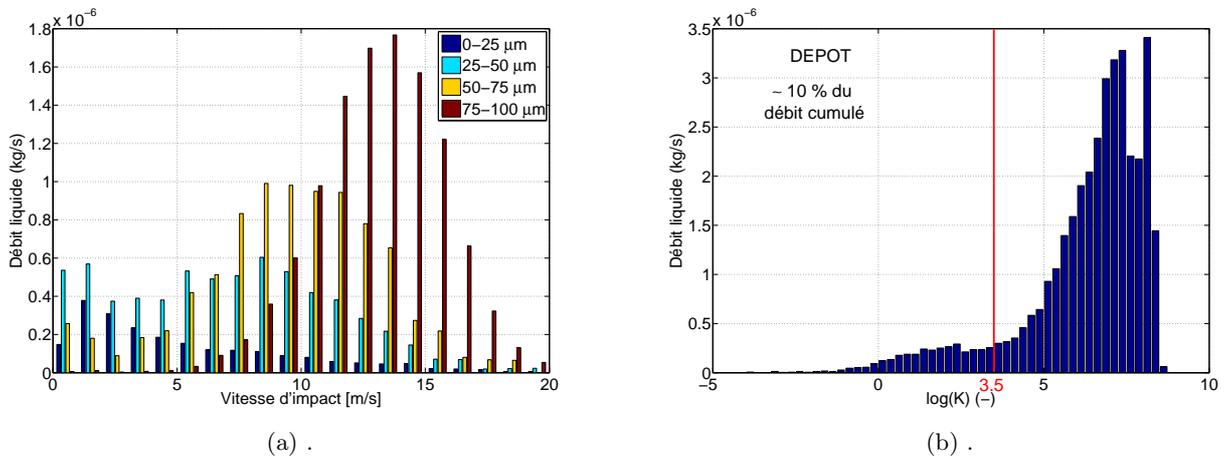


FIGURE 8.9: Distribution en débit massique de vitesse et  $\log(K)$  pour les gouttes impactant la zone (A), d'après une simulation SPARTE stationnaire.

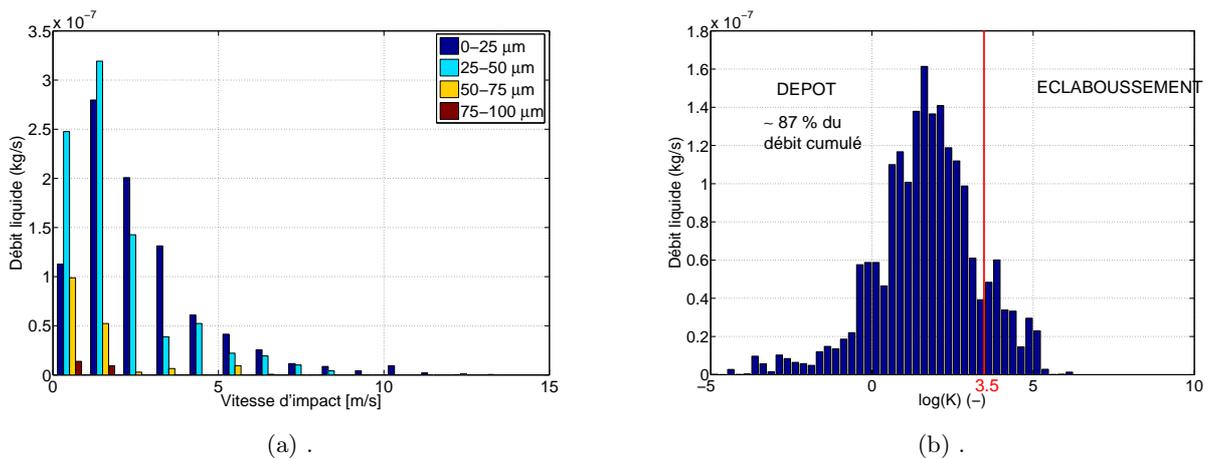


FIGURE 8.10: Distribution en débit massique de vitesse et  $\log(K)$  pour les gouttes impactant la zone (B), d'après une simulation SPARTE stationnaire.

Ces résultats montrent que le modèle de rebond fusant n'est pas parfaitement adapté pour reproduire les interactions goutte-paroi à température ambiante. Sur cette constatation, des

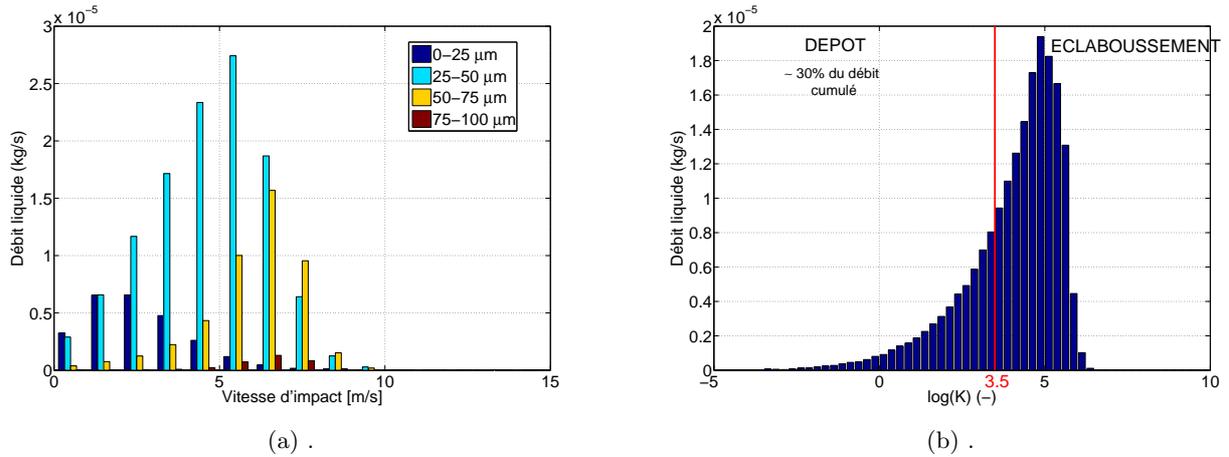


FIGURE 8.11: Distribution en débit massique de vitesse et  $\log(K)$  pour les gouttes impactant la zone (C), d'après une simulation SPARTE stationnaire.

simulations Lagrangiennes ont été réalisées avec le modèle paroi complexe. Malheureusement, son utilisation n'a pas permis de s'affranchir totalement du problème d'accumulation de gouttes dans les zones de coin. Comme évoqué précédemment, ce problème semble lié à la non prise en compte des instationnarités de l'écoulement sur la phase dispersée. Finalement, le choix s'est porté sur une utilisation mixte des modèles *paroi complexe* et *dépôt*, ce dernier étant utilisé pour le fond de chambre.

### 8.3.6.3 Choix du modèle

Les calculs pour le point TIMECOP ont été réalisés en utilisant exclusivement le modèle de rebond fusant. Le coefficient de restitution en énergie a été fixé à 0.8, et l'angle de rebond des gouttes est compris entre  $3$  et  $25^\circ$ .

Pour le point de référence, les calculs réalisés avec le modèle rebond fusant seul, ou le modèle de paroi complexe seul, ont révélé une concentration anormale de carburant liquide au sein des recirculations latérales. Au vu des faibles niveaux de vitesse rencontrés en fond de chambre, la solution proposée ici est d'imposer le dépôt des gouttes au niveau du fond de chambre, afin d'éliminer l'excédent de carburant (cf figure 8.12). Cette solution a été appliquée pour les calculs du point de référence, en utilisant pour les parois restantes :

1. le modèle rebond fusant (calculs stationnaires et instationnaires),
2. le modèle paroi complexe (calcul instationnaire seulement).

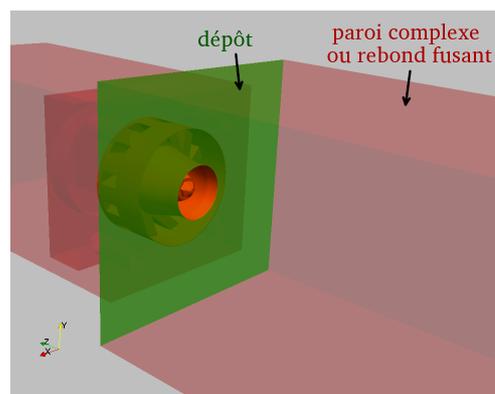


FIGURE 8.12: Choix du modèle d'interaction goutte-paroi.



## Chapitre 9

# Validation des simulations Euler-Lagrange

### Sommaire

---

<b>9.1 Simulations de l'écoulement diphasique non réactif</b> . . . . .	<b>167</b>
9.1.1 Point TIMECOP . . . . .	167
9.1.2 Point de référence . . . . .	176
<b>9.2 Cartographie d'allumage</b> . . . . .	<b>187</b>
<b>9.3 Simulations instationnaires de l'allumage du foyer</b> . . . . .	<b>189</b>
9.3.1 Dépôt d'énergie . . . . .	189
9.3.2 Phase de propagation de flamme . . . . .	190
9.3.3 Conclusion . . . . .	193
<b>9.4 Simulation de l'écoulement diphasique réactif stabilisé</b> . . . . .	<b>196</b>
<b>9.5 Conclusions sur les simulations Euler-Lagrange</b> . . . . .	<b>201</b>

---

Les simulations de la maquette mono-secteur ont fait l'objet d'une validation étape par étape, décrite dans ce chapitre. Tout d'abord, les points de fonctionnements sont calculés en non-réactif, et les résultats obtenus pour les phases gazeuse et liquide sont validés à l'aide de la base de données expérimentale. Puis, pour le cas correspondant aux conditions de référence, l'ensemble des outils développés pour la modélisation de l'allumage sont testés. À partir de simulations d'allumage, un calcul en combustion a été mené jusqu'à convergence, et les résultats ont été comparés à la banque de données obtenue en conditions réactives.

## 9.1 Simulations de l'écoulement diphasique non réactif

### 9.1.1 Point TIMECOP

L'objectif de ce premier calcul est de valider la méthodologie proposée dans la section 8.3.3 pour définir un injecteur numérique à partir de mesures de granulométrie. Le calcul est réalisé en deux phases : calcul de la phase gazeuse par le solveur CHARME jusqu'à convergence, puis calcul couplé CHARME-SPARTE afin de modéliser la phase dispersée. Chacune de ces étapes est validée par comparaison avec la banque de données issues des travaux de [Lecourt \(2008b\)](#).

### 9.1.1.1 Phase gazeuse

Les résultats obtenus par simulation RANS pour la phase gazeuse ont été comparés à des mesures LDA, pour quatre sections transverses, horizontales et verticales. Ces sections sont localisées à  $\{8,26,56,116\}mm$  du fond de chambre. Cette comparaison, pour les vitesses moyennes, est présentée sur les figures 9.1, 9.2 et 9.3, en considérant les trois composantes de vitesse selon un repère cylindrique. D'après ces résultats, la simulation RANS reproduit bien les différentes caractéristiques du jet. Pour les profils de vitesse axiale, par rapport aux données expérimentales, le calcul restitue une expansion du jet moins importante à la sortie du tourbillonneur, selon la section  $8mm$ . La diminution de l'ouverture du jet entraîne une légère augmentation du maximum de vitesse axiale.

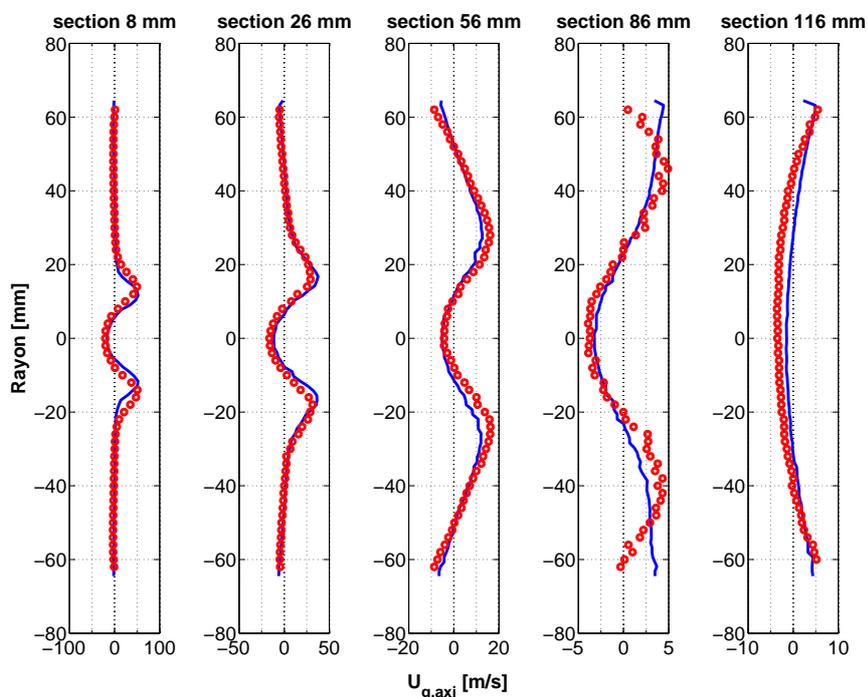


FIGURE 9.1: Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME ).

Selon l'axe de la chambre, le calcul restitue bien la présence de la zone de recirculation centrale, due à la giration de l'écoulement. De largeur réduite à proximité du diffuseur, elle s'élargit progressivement pour les sections localisées plus en aval. Le calcul reproduit également la zone de recirculation latérale, localisée au niveau des coins de la chambre, mais l'abscisse moyenne du recollement est sous-estimée. Ceci est visible au niveau de la section  $86mm$ , qui d'après les mesures LDA, correspond à la limite moyenne de cette zone, et pour laquelle la vitesse calculée en paroi reste positive. Pour les autres sections, cependant, les profils de vitesse issus des mesures et du calcul se superposent correctement.

La figure 9.2 montre que le calcul modélise correctement l'évolution du profil de vitesse tangentielle, et ce pour l'ensemble des sections. Concernant la composante de vitesse radiale, présentée sur la figure 9.3, l'accord entre le calcul et les mesures LDA est légèrement dégradé.

Au niveau de la section  $8\text{mm}$ , les maxima pour cette composante de vitesse sont sous-évalués, et le profil présente un plateau au centre de la veine, absent sur les mesures. Ce plateau se retrouve cependant pour la section  $26\text{mm}$ , aussi bien par l'expérience que par le calcul. Les mesures LDA présentent cependant des niveaux négatifs à proximité de l'axe, ce qui n'est pas parfaitement reproduit par la simulation. Pour les sections avalées, cependant, on retrouve un accord tout à fait satisfaisant entre simulation et mesures.

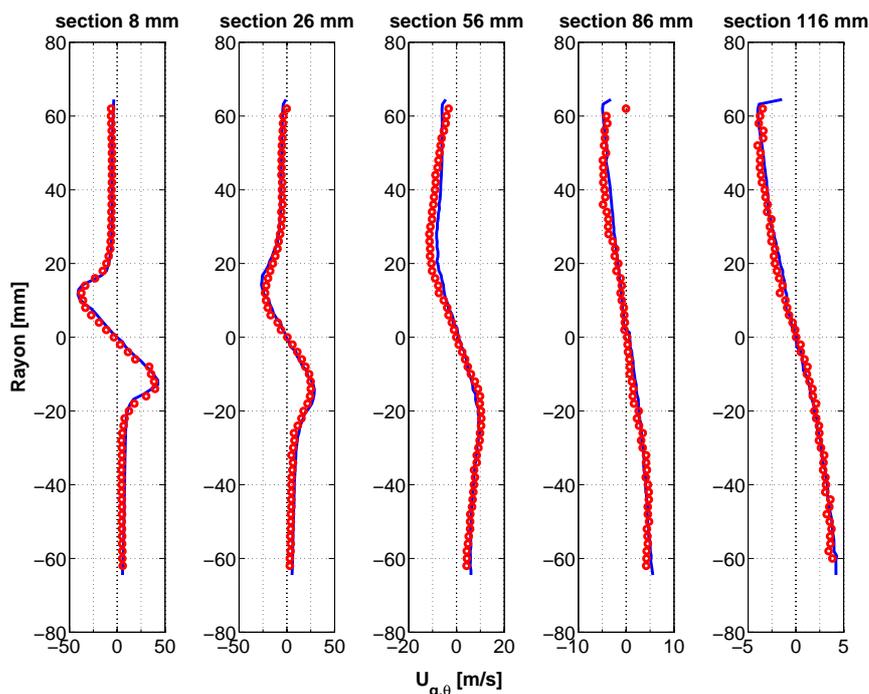


FIGURE 9.2: Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME).

Le modèle de turbulence  $(k,l)$  utilisé repose sur l'hypothèse d'un champ de turbulence isotrope, ce qui implique que les trois composantes diagonales du tenseur de Reynolds  $\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}$  sont égales. Cette hypothèse n'est cependant pas vérifiée pour les écoulements tourbillonnaires. Ce résultat peut être confirmé grâce au système LDA, qui permet de mesurer la vitesse fluctuante pour chaque composante. Malgré cette simplification, le niveau d'énergie cinétique turbulente  $k$  peut être utilisé comme critère de validation supplémentaire pour comparer le calcul et les mesures (cf figure 9.4). À partir des données LDA, l'énergie cinétique turbulente se calcule comme :

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\tilde{u}_{g,axi}^2 + \tilde{u}_{g,rad}^2 + \tilde{u}_{g,\theta}^2) \quad (9.1)$$

Cette comparaison donne de moins bons résultats que pour les composantes de vitesse moyennées, même si l'allure générale des profils de  $k$  est respectée. Les maxima d'énergie cinétique turbulente correspondent à des décollements rencontrés au niveau des lèvres du diffuseur et de la tête d'injection. Cependant, les niveaux d'énergie cinétique sont sous-estimés pour les sections  $8$  et  $26\text{mm}$ , et surestimés pour les sections  $86$  et  $116\text{mm}$ .

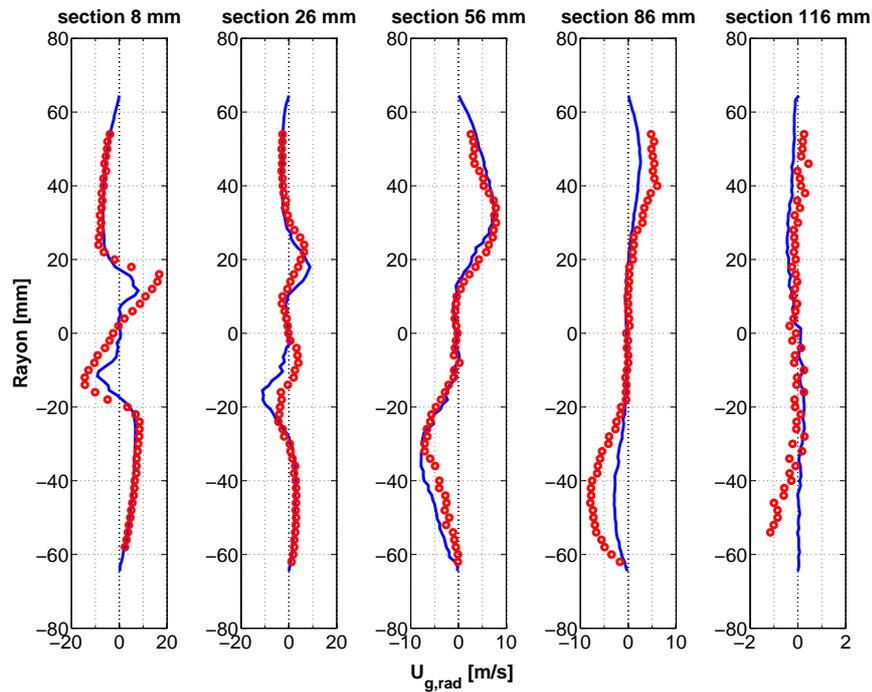


FIGURE 9.3: Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures LDA, — : calcul CHARME).

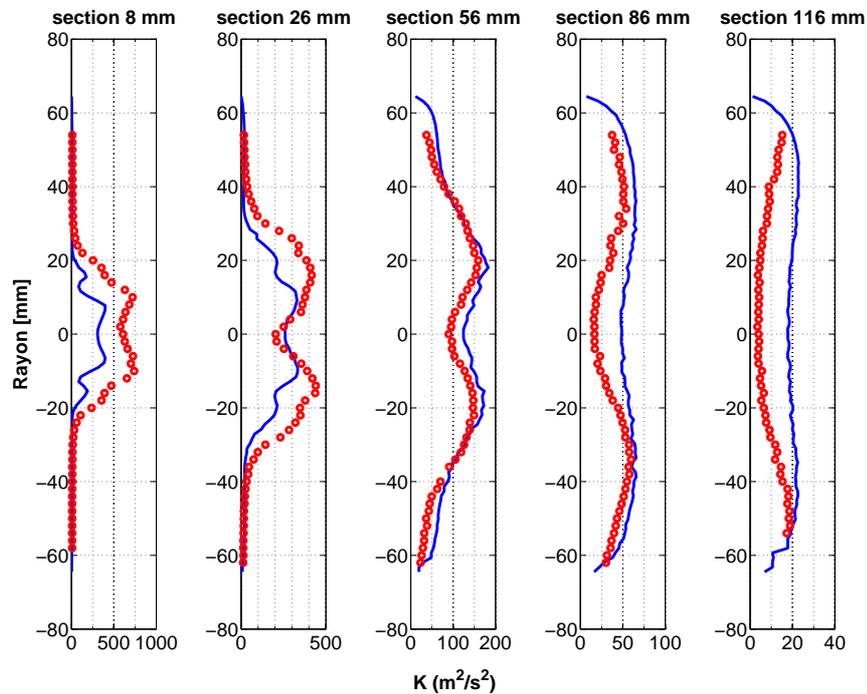


FIGURE 9.4: Énergie cinétique turbulente pour la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures LDA, — : calcul CHARME).

Dans l'ensemble, il apparaît que le calcul de la phase gazeuse pour le point TIMECOP donne des résultats en bon accord avec les mesures de vitesse, et ce pour l'ensemble des sections

testées. Les vitesses moyennes sont correctement restituées par le calcul, malgré quelques écarts, au niveau de la section  $8mm$ , et sur la limite de la zone de recirculation latérale. Concernant les grandeurs turbulentes, les profils sont cohérents avec les résultats LDA, mais des différences de niveau d'énergie relativement importantes sont observées, particulièrement au niveau des sections 8 et  $26mm$ .

### 9.1.1.2 Phase dispersée

Pour le point TIMECOP, les résultats de la simulation par méthode Lagrangienne stationnaire ont été comparés, en terme de vélocimétrie et de granulométrie, à des résultats de mesures PDI. Par rapport aux données LDA, pour ce point de fonctionnement, les données PDI ne sont disponibles que pour les plans  $\{6,26,56\}mm$ , et pour des demi-traversées. Les différents profils des composantes de la vitesse moyenne sont présentés sur les figures 9.5, 9.6 et 9.7.

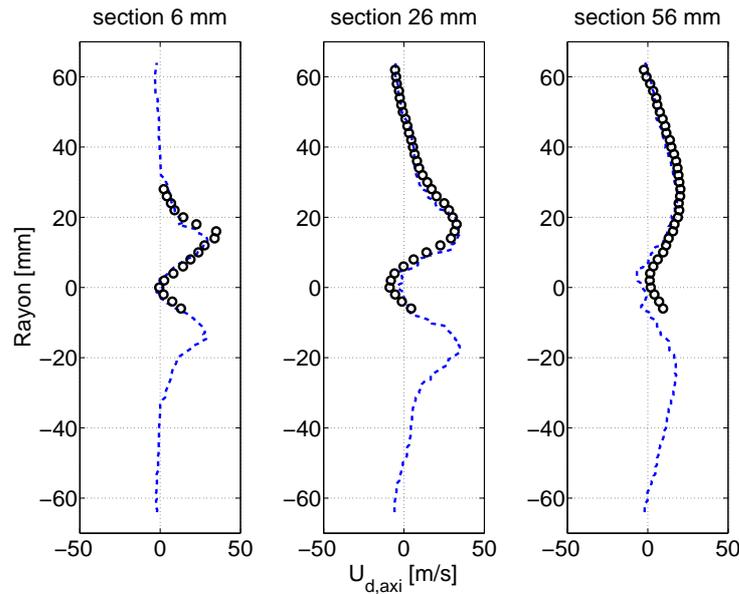


FIGURE 9.5: Vitesse axiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures PDI,  $--$  : calcul CHARME-SPARTE).

Les profils de vitesse pour la phase liquide sont correctement reproduits pour les trois composantes, sauf au niveau de la zone de recirculation centrale pour les sections 26 et 56mm. Cette zone semble assez malensemencée en gouttes numériques. Ainsi, l'échantillon permettant d'établir des statistiques pour la phase dispersée est assez faible, d'où un aspect assez irrégulier des profils de vitesse dans ces deux zones. Sur la section 26mm, les écarts de vitesse observés selon la composante radiale pour la phase gazeuse se répercutent bien naturellement sur les profils de vitesse de la phase dispersée. Cependant, la même inversion de vitesse à proximité de l'axe est présente sur les profils LDA et PDI.

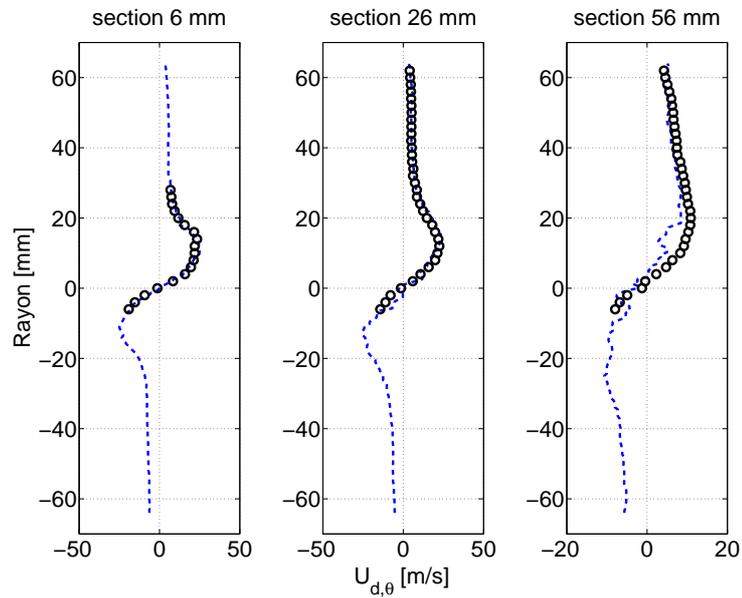


FIGURE 9.6: Vitesse tangentielle moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures PDI,  $---$  : calcul CHARME-SPARTE).

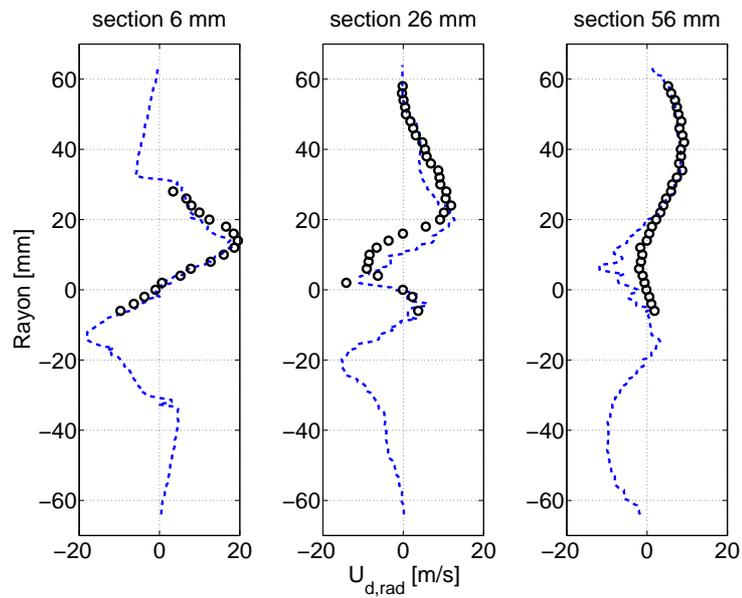


FIGURE 9.7: Vitesse radiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures PDI,  $---$  : calcul CHARME-SPARTE).

Les diamètres moyens  $D_{10}$  et  $D_{32}$  mesurés par PDI ont également été comparés à ceux obtenus par le calcul. L'évolution de ces deux grandeurs est correctement restituée, comme le montrent les figures 9.8 et 9.9. La section  $6\text{mm}$  correspond à la section pour laquelle sont injectées les gouttes numériques. Selon cette section, les profils de diamètres issus du calcul et des mesures PDI se superposent presque parfaitement. Quelques écarts sont cependant présents en périphérie du spray pour le  $D_{32}$ . Globalement, la méthodologie pour l'injection des particules donne des résultats tout à fait satisfaisants vers le centre du jet. Sur les côtés, au niveau de la zone de recirculation latérale, les profils de taille sont disponibles seulement d'après les calculs, les acquisitions PDI n'étant pas possibles à cause d'un nombre de gouttes très faible. En partant de l'axe vers les parois, les profils présentent une augmentation de la taille moyenne des particules, qui passe de  $20\mu\text{m}$  à  $40\mu\text{m}$ , ce qui montre que des gouttes de taille relativement élevée sont piégées dans cette zone. Il est probable qu'à cause de la température élevée de l'écoulement gazeux, les plus petites particules s'évaporent rapidement au sein de la zone de recirculation, ne laissant que des particules de taille plus élevée.

Plus en aval, les profils de diamètre ont pu être mesurés pour des demi-traversées complètes. Selon les sections  $26$  et  $56\text{mm}$ , les profils de diamètre présentent une allure incurvée, avec un minimum localisé au sein de la zone de recirculation centrale. Ce profil est correctement reproduit par le calcul Lagrangien, mais plus accentué, les diamètres moyens étant sous-estimés au sein de la CRZ, et surestimés au niveau des parois.

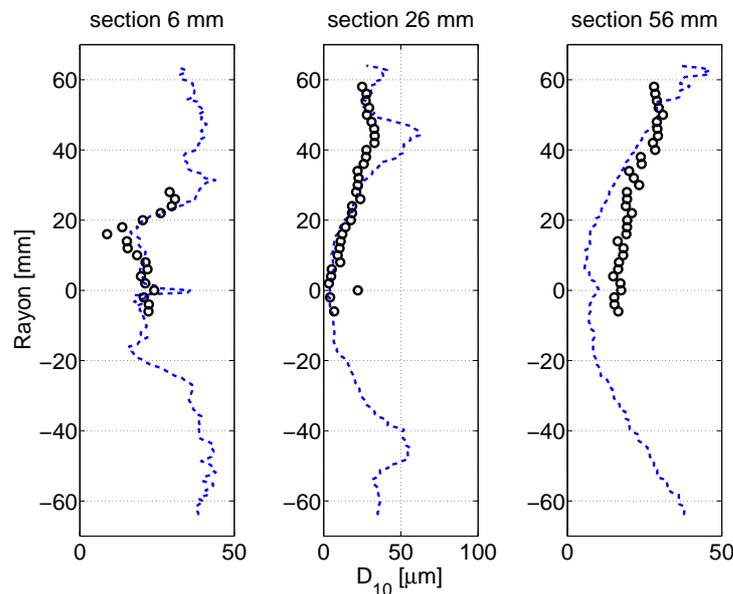


FIGURE 9.8: Diamètre moyen arithmétique pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP ( $\circ$  : mesures PDI,  $--$  : calcul CHARME-SPARTE).

Afin d'analyser la répartition du brouillard dans la chambre, les flux volumiques obtenus par le calcul et par le PDI ont été normalisés, en divisant par la valeur maximale pour chaque section. La comparaison des deux résultats est présentée sur la figure 9.10. Entre la mesure et les simulations, l'allure des profils de flux volumique est correctement reproduite, bien que l'on observe un flux plus important sur les sections  $26$  et  $56\text{mm}$  à environ  $5\text{mm}$  de la paroi. La

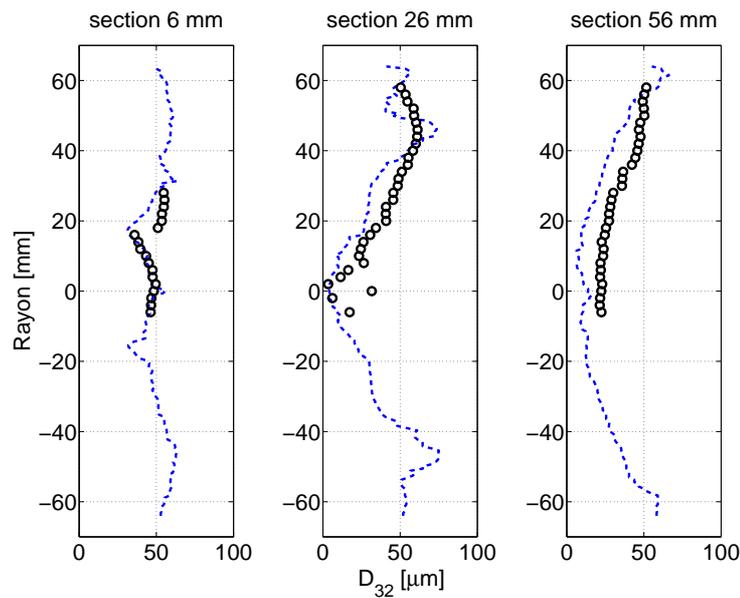


FIGURE 9.9: Diamètre moyen de Sauter pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures PDI,  $- -$  : calcul CHARME-SPARTE).

section 56mm correspond approximativement à la zone d'impact des gouttes. Avec le traitement des interactions goutte-paroi proposé pour ces conditions opératoires, les gouttes rebondissent obligatoirement et le dépôt n'est pas pris en compte. Il en résulte une possible surestimation du débit de carburant dans ces zones.

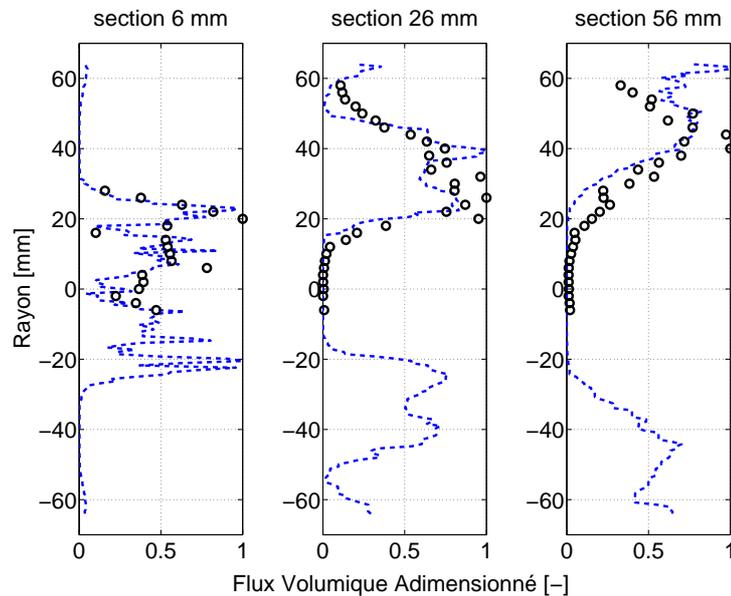


FIGURE 9.10: Flux volumique adimensionné pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP (  $\circ$  : mesures PDI,  $- -$  : calcul CHARME-SPARTE).

D'après ces résultats, un accord tout à fait satisfaisant est obtenu entre mesures PDI et simulation. La méthodologie définie pour l'injection des gouttes donne d'assez bons résultats, et pourra être généralisée à d'autres conditions opératoires pour la chambre mono-secteur.

### 9.1.1.3 Conclusion sur les calculs pour le point TIMECOP

Les premiers calculs non-réactifs réalisés pour le point TIMECOP ont montré un accord satisfaisant avec les données expérimentales, et valident les paramètres de la simulation RANS Euler-Lagrange. Notamment, la méthodologie permettant de définir un modèle d'injecteur donne des résultats tout à fait pertinents. Ces paramètres seront réutilisés par la suite pour nos simulations du point de référence. Le changement de conditions opératoires s'accompagnera cependant de modifications des conditions aux limites pour la phase liquide, comme défini dans la section 8.3.6.

## 9.1.2 Point de référence

### 9.1.2.1 Phase gazeuse

Les mesures LDA pour la phase gazeuse ne sont pas disponibles pour les conditions opératoires correspondant au point de référence. Cependant, pour cette maquette, [Lecourt et al. \(2011\)](#) ont montré, grâce à des mesures de vitesse pour différents points de fonctionnement, que les profils de vitesse étaient auto-similaires, et pouvaient être comparés à condition d'opérer une normalisation selon la vitesse débitante des gaz en entrée du plenum. Une comparaison entre les mesures pour le point TIMECOP et le calcul RANS pour le point de référence a donc été réalisée selon ce procédé.

Les trois composantes de vitesse moyenne, après normalisation, sont présentées sur les figures 9.11, 9.12, 9.13. Cette comparaison entre calcul et mesures donne des résultats identiques à ceux obtenus pour le point TIMECOP. Ceci montre que pour cette maquette, les résultats des calculs sont également auto-similaires selon la vitesse débitante des gaz. Cette conclusion est également valable pour l'énergie cinétique turbulente normalisée, présentée sur la figure 9.14.

La simulation nous permet de visualiser la structure tridimensionnelle de l'écoulement. La figure 9.15 présente une visualisation des zones de recirculation observées sur l'écoulement. La zone de recirculation centrale est circonscrite au sein de la chambre de combustion, et ne dépasse pas l'abscisse  $z = 180mm$ . Cette recirculation remonte au niveau de la tête d'injection, où elle présente une forme tubulaire, légèrement évasée. Plus en aval, elle s'élargit brusquement et adopte une forme de bulbe.

La zone de recirculation latérale présente une forme assez particulière, liée à la section carrée de l'enceinte de confinement. Elle part du plan d'injection et remonte jusqu'à une abscisse de 70mm environ en aval, en demeurant confinée près de la paroi. Près du fond de chambre, on constate que sa limite forme un profil en forme de croix. Cette forme a été observée sur les simulations tridimensionnelles réalisées par [García-Rosa \(2008\)](#) et [Sanjose \(2009\)](#). Les gaz de la recirculation latérale sont ramenés via ces profils en croix vers le système d'injection, comme le montre le champ de vitesse présenté sur figure 9.16.

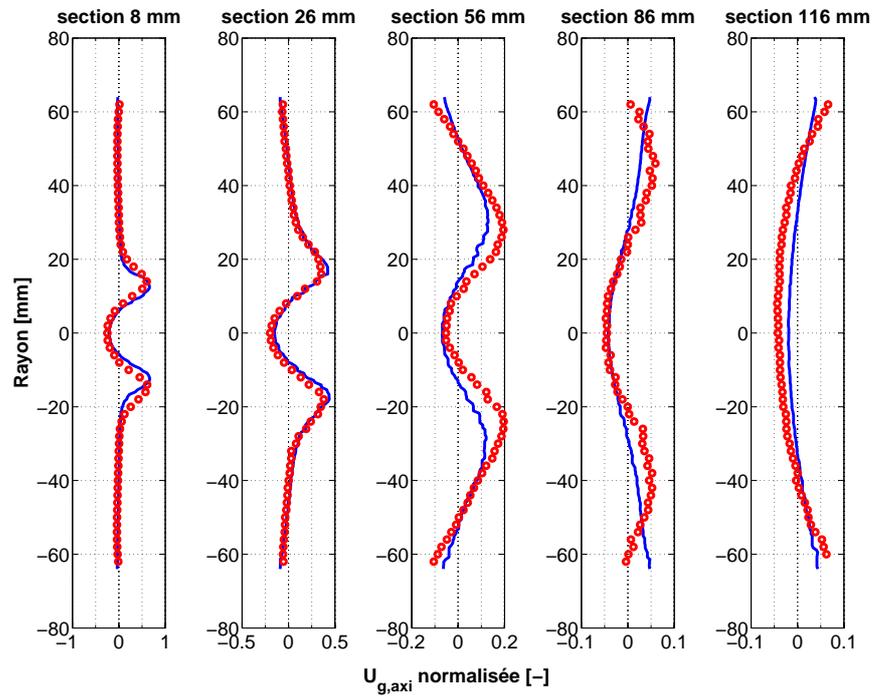


FIGURE 9.11: Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME).

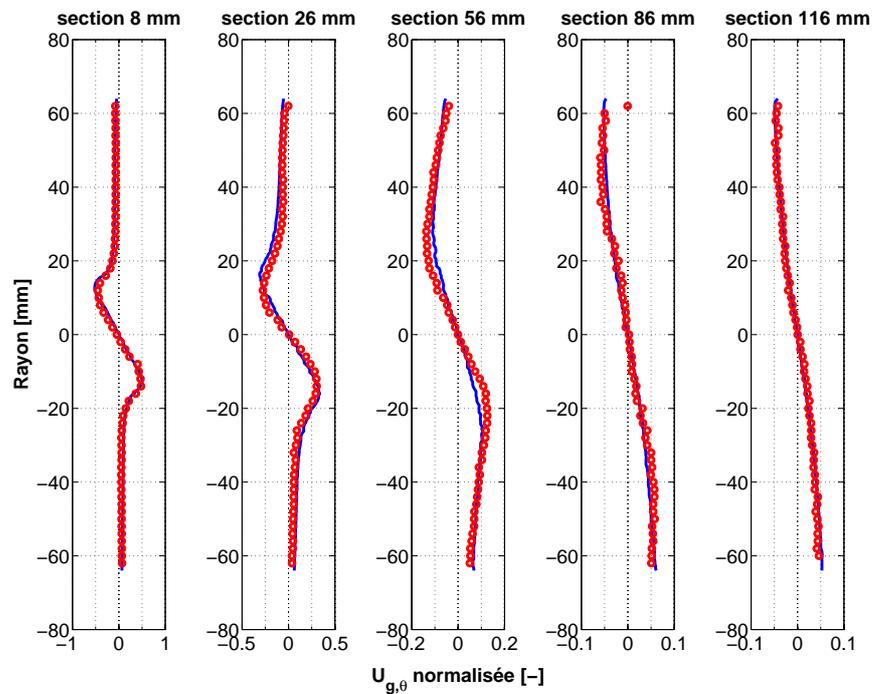


FIGURE 9.12: Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME).

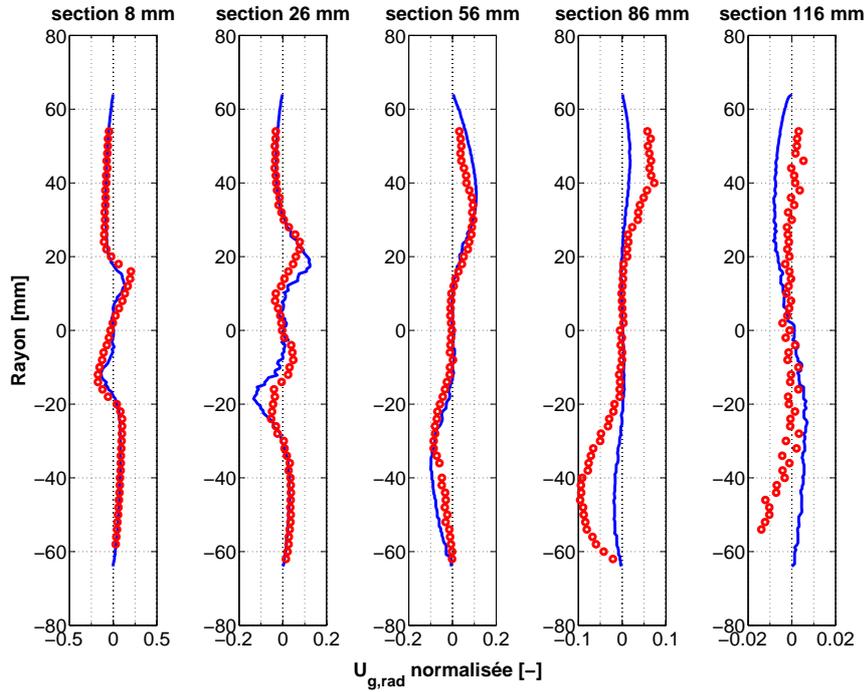


FIGURE 9.13: Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME).

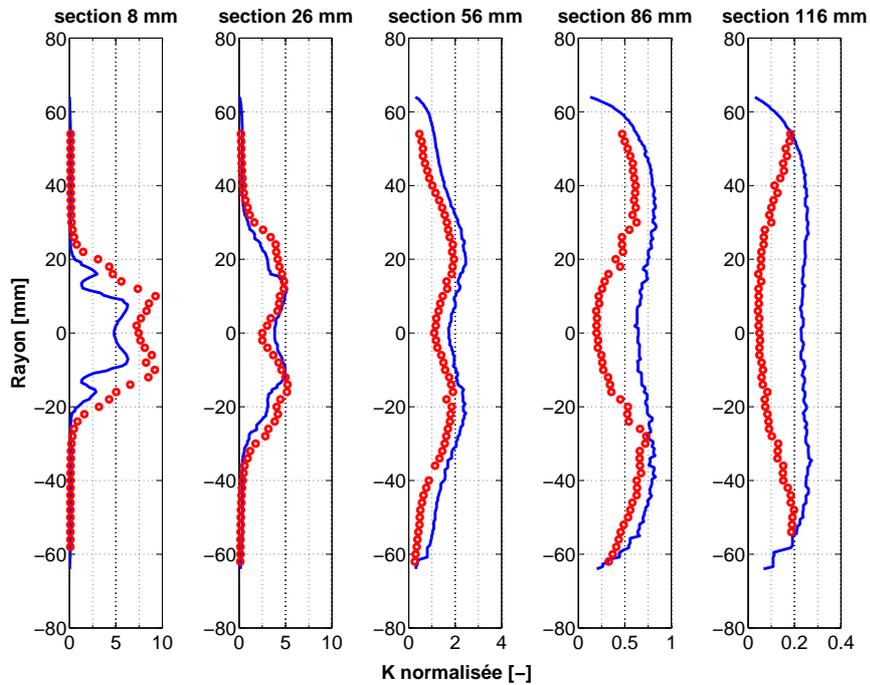


FIGURE 9.14: Énergie cinétique turbulente pour la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA,  $-$  : calcul CHARME).

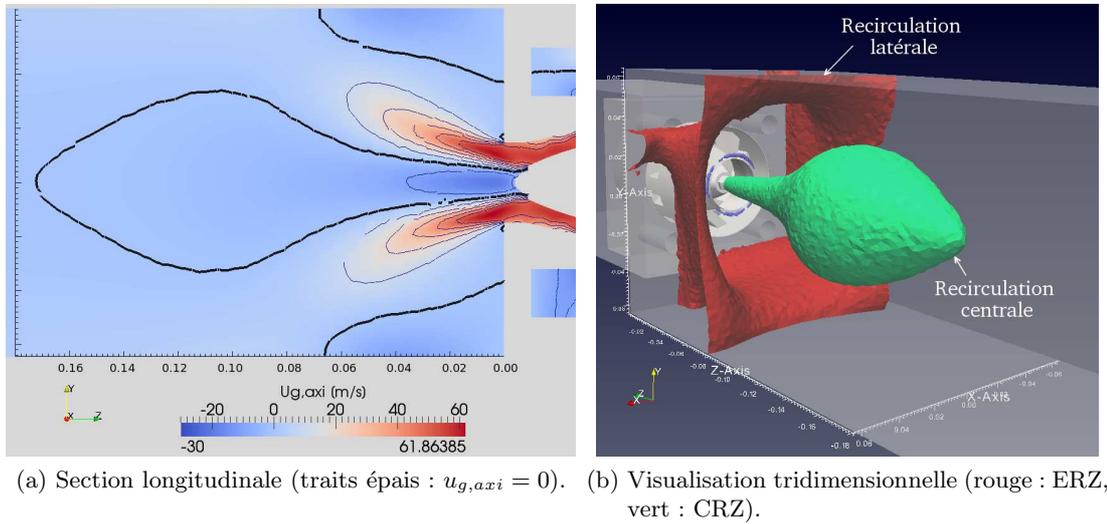


FIGURE 9.15: Visualisation des zones de recirculation pour le point de référence, d'après un calcul CHARME.

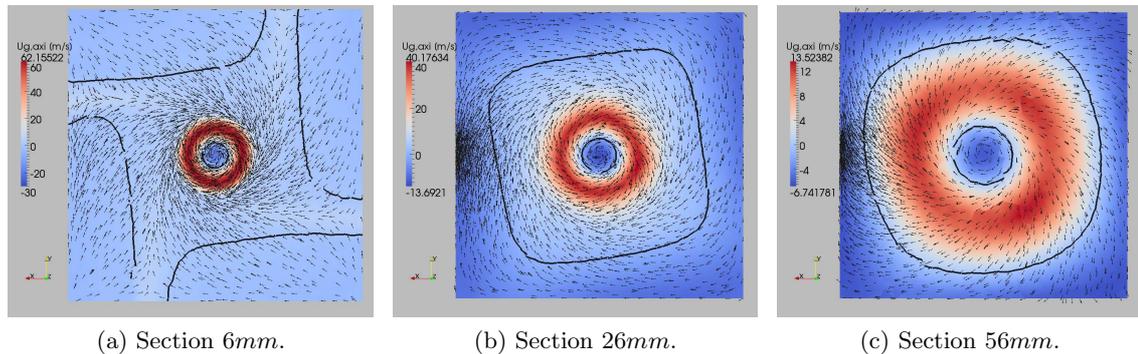


FIGURE 9.16: Champ de vitesse axiale pour plusieurs sections transverses, d'après un calcul CHARME, conditions de référence.

### 9.1.2.2 Phase dispersée

Pour ce jeu de conditions opératoires, les mesures PDI sont uniquement disponibles au niveau de la section  $6\text{mm}$ , correspondant à l'injection des particules. Elles ont été réalisées sans la chambre de combustion. Les seules mesures PDI disponibles pour des sections avales, en utilisant l'enceinte de confinement, ont été réalisées pour des conditions très différentes en terme de débit d'air et de carburant, et pour des températures d'air élevées, favorisant l'évaporation des gouttes. De fait, la granulométrie du carburant est une donnée expérimentale mal connue pour ce calcul. La seule comparaison réalisable entre expérimental et numérique concerne la section d'injection des particules numériques dans le calcul. Il est cependant intéressant de comparer les résultats obtenus pour les deux modèles d'interactions goutte-paroi testés, à savoir le modèle de rebond fusant et le modèle de paroi complexe. Pour le premier modèle, une comparaison entre calcul stationnaire et instationnaire est également réalisée.

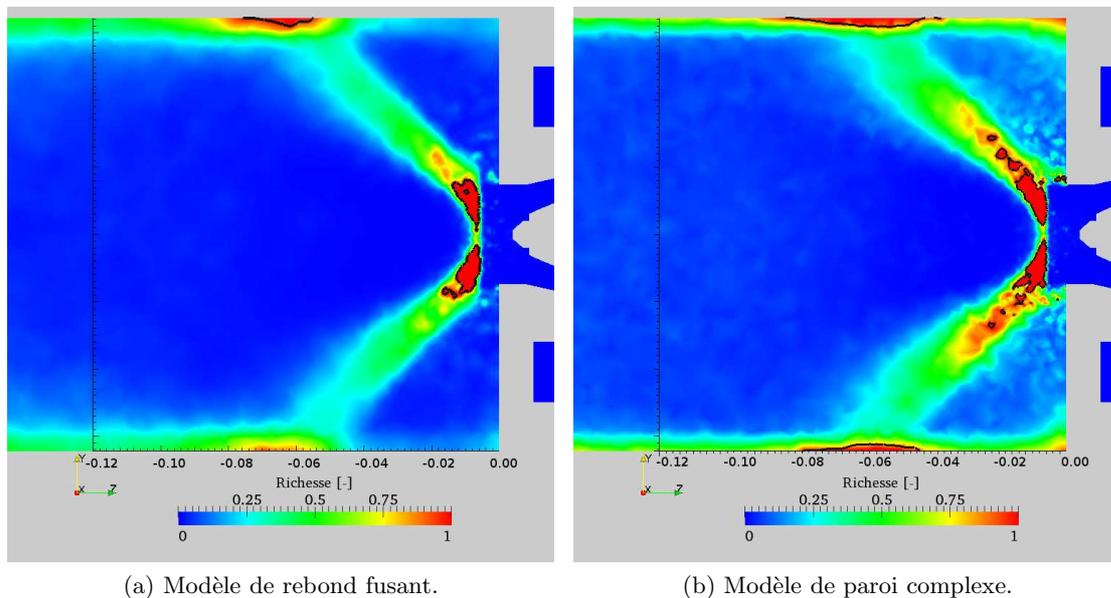


FIGURE 9.17: Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, section longitudinale (— : iso-contour  $\phi_l = 1$ ).

Au préalable, il est possible de comparer la répartition du brouillard obtenue pour les calculs instationnaires selon les deux modèles de paroi (cf figure 9.17). Pour les deux calculs, la forme du spray de carburant est semblable, avec une forte concentration de carburant au niveau des points d'injection, et au niveau de l'impact du brouillard sur la paroi. Cependant, les niveaux de richesse liquide obtenus sont assez différents, particulièrement au niveau de la recirculation de coin. Pour le calcul utilisant le modèle de rebond fusant, peu de gouttes sont entraînées dans cette zone. En effet, le modèle de rebond fusant ne traite pas le phénomène d'éclaboussement lors de l'impact en paroi. Le diamètre des gouttes de grande taille évolue seulement avec le chauffage et l'évaporation, alors que pour le traitement dit de paroi complexe, elles peuvent être fragmentées en petites gouttelettes après l'impact.

Ces petites gouttes suivant la trajectoire du gaz, sont entraînées vers les coins de la chambre.

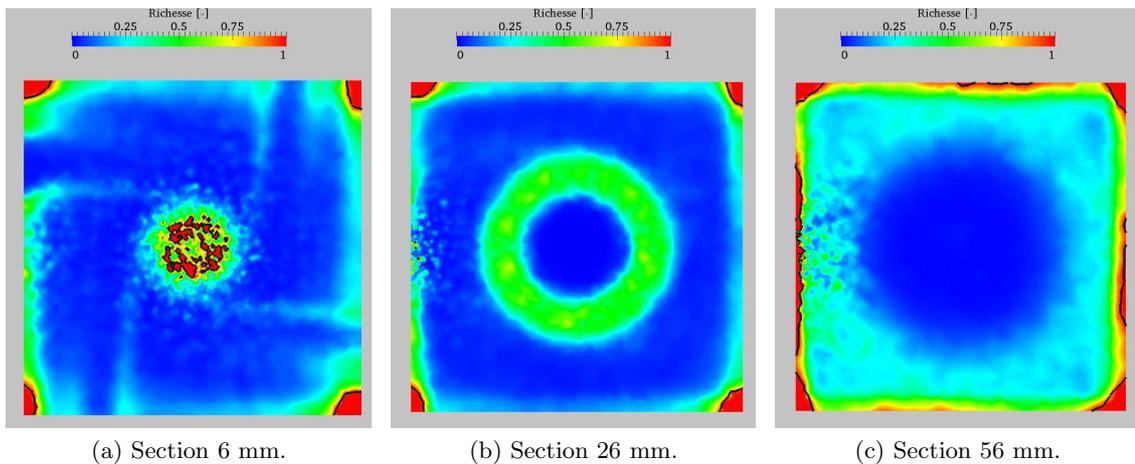


FIGURE 9.18: Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, modèle de rebond fusant, sections transversales  $\{6,26,56\}mm$  (— : iso-contour  $\phi_l = 1$ ).

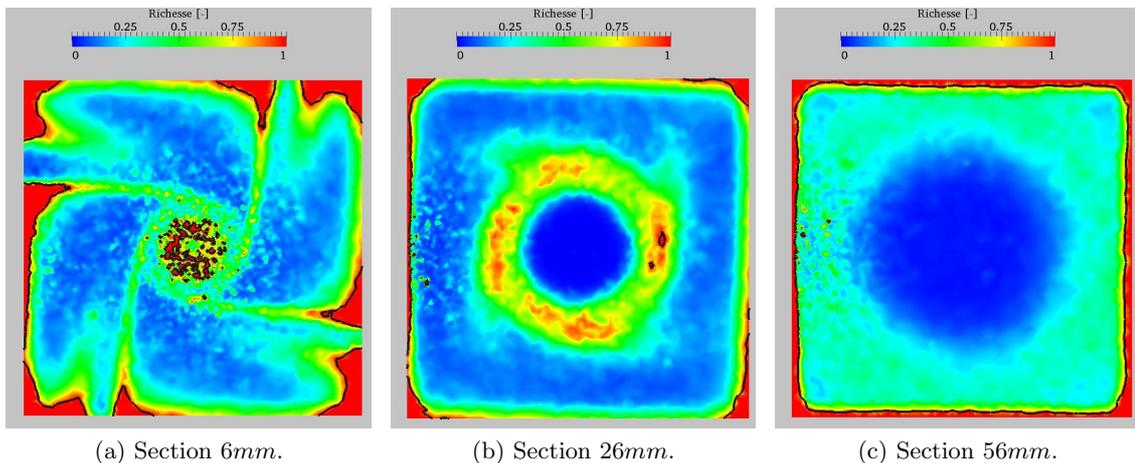


FIGURE 9.19: Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, modèle de paroi complexe, sections transversales  $\{6,26,56\}mm$  (— : iso-contour  $\phi_l = 1$ ).

Ce mécanisme est bien visible sur les figures 9.18 et 9.19. Pour les deux calculs, une partie du liquide injecté est ramenée vers le fond de chambre, et est redirigée par l'écoulement gazeux vers le système d'injection. Au niveau du fond de chambre, la richesse liquide présente les mêmes profils en croix que ceux observés pour la phase gazeuse en non-réactif. Les gouttes recirculées sont ensuite ré-entraînées par le jet. La proportion de liquide recirculée étant plus importante avec le modèle de paroi complexe, les niveaux de richesse pour la section 26mm sont plus importants que pour le modèle de rebond fusant.

Pour cette section, le brouillard est concentré selon un profil de forme annulaire. Plus en aval, pour la section 56 mm, cette forme n'est pas conservée à cause de l'impact des gouttes sur la paroi latérale. Pour les deux modèles de paroi, la richesse liquide reste à un niveau très faible au sein de la zone de recirculation centrale, même si une proportion plus importante de gouttes semble présente avec le modèle de paroi complexe.

Une comparaison qualitative est possible avec les visualisations de tomographie laser du

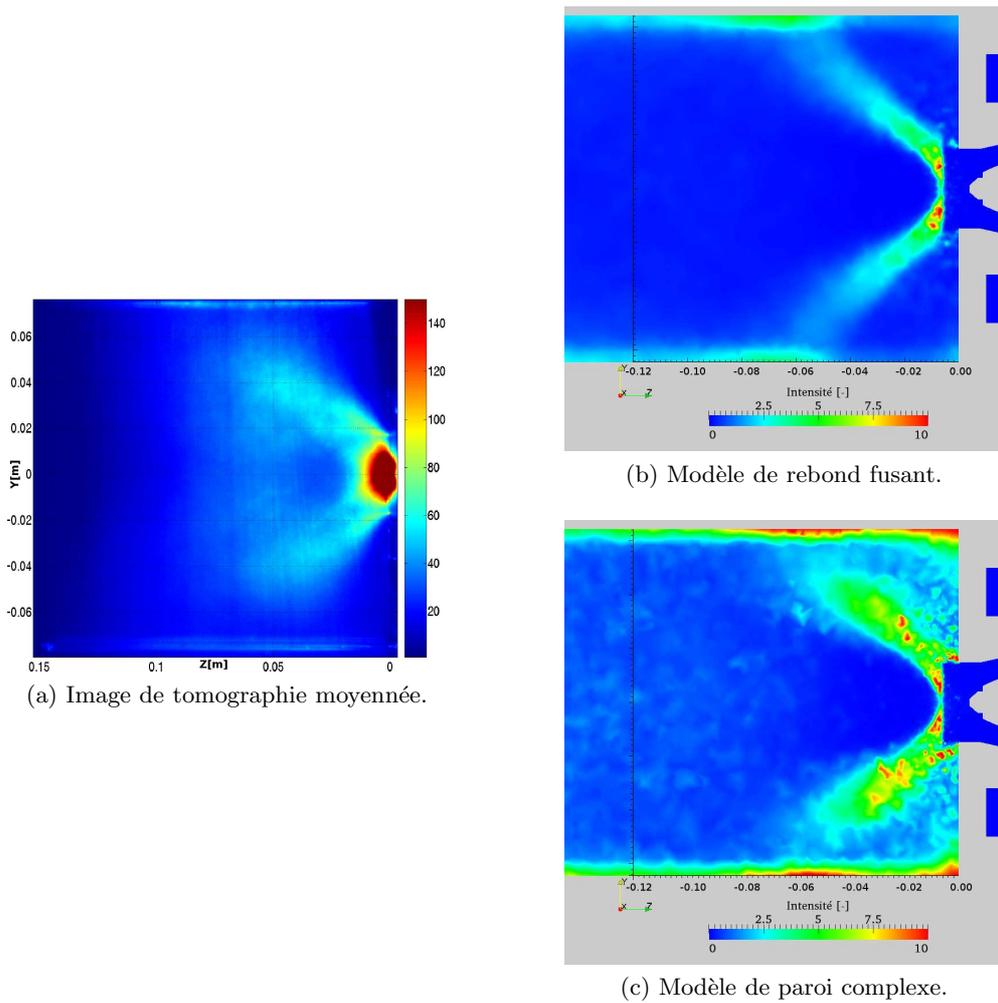


FIGURE 9.20: Signal de diffusion des particules homogène à  $\sum_k d_k^2$ , comparaison entre expérimental et simulations SPARTE instationnaires.

brouillard, présentées dans la section 7.4. Pour le cas étudié, le signal de diffusion du laser par les gouttes est proportionnel au carré du diamètre de la goutte. Sur la figure 9.20, les archives moyennées pour la phase dispersée sont traitées afin de calculer une variable *Intensité*, représentative du signal diffusé par les gouttes, calculé comme :

$$Intensité = \sum_k d_k^2 \quad (9.2)$$

La comparaison avec les simulations pour les deux modèles de paroi montre des tendances légèrement différentes de celles observées expérimentalement. Selon les images de tomographie laser, le signal de diffusion est plus élevé dans la zone de recirculation centrale que dans les zones de coin, mais pour une zone d'abscisse comprise entre 20 et 40mm, la CRZ présente une chute du signal de diffusion. Sur les calculs, ce phénomène est bien visible en utilisant le modèle de paroi complexe, et bien moins marqué pour le modèle de rebond fusant. Il est possible qu'en augmentant le nombre de gouttes de petites tailles, la proportion de liquide recirculée selon l'axe de la chambre soit également augmentée. Pour les deux modèles, cependant, la forme du

jet n'est pas parfaitement reproduite à partir de l'abscisse  $50\text{mm}$ . Les images de tomographie instantanées ont montré que, sous l'influence du PVC, les gouttes sont convectées au sein du foyer par paquets, selon une trajectoire complexe. Ce phénomène n'étant pas reproduit par un calcul RANS, la dispersion des gouttes au sein de la chambre est ici simulée par le modèle de dispersion turbulente, qui ne permet pas de reproduire l'effet déterminant des structures cohérentes sur le transport des gouttes.

Si l'utilisation du modèle de paroi complexe semble améliorer la carburation au niveau de la zone de recirculation axiale, la proportion de gouttes recirculées au niveau des coins de la chambre apparaît surestimée. Comme évoqué dans la section 8.3.6, la simulation d'un écoulement moyen fait que les limites de la recirculation latérale sont fixes, alors qu'en réalité, cette position fluctue dans le temps. Ajouté à l'effet du PVC sur les trajectoires des gouttes, il est facile de comprendre que les méthodes RANS présentent des limites pour modéliser finement un écoulement diphasique aussi complexe.

Les figures 9.21, 9.22 et 9.23 présentent les profils de vitesse moyenne pour la phase liquide, selon les sections  $\{6,26,56\}\text{mm}$ . Les trois simulations présentent peu de différences selon l'une ou l'autre des composantes de vitesse. Au niveau de la section  $6\text{mm}$ , les profils issus de l'expérience et du calcul sont en assez bon accord. Il apparaît cependant une différence de niveau pour le maximum de vitesse axiale, qui est plus faible dans le cas du modèle de paroi complexe.

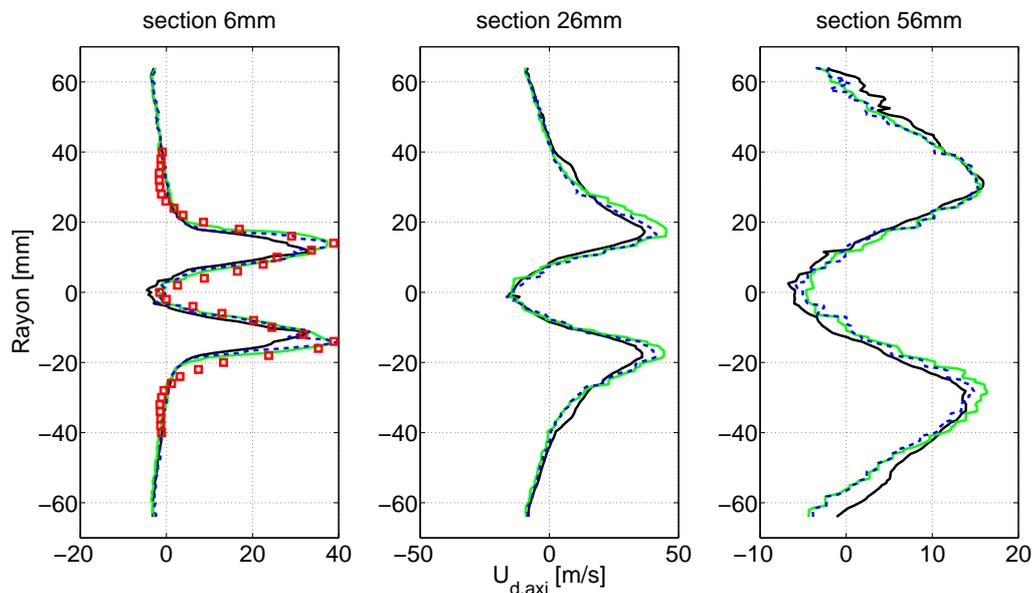


FIGURE 9.21: Vitesse axiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence (  $\square$  : mesures PDI point de référence,  $--$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE stationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle paroi complexe ).

L'analyse du diamètre moyen arithmétique, présentée sur la figure 9.24, montre que le diamètre moyen des gouttes est beaucoup plus faible en activant le modèle de paroi complexe. Ce résultat peut s'expliquer simplement, en rappelant que ce modèle prend en compte les phénomènes d'éclaboussement, et donc de fragmentation des gouttes au niveau de la paroi. Il a été vu que les petites gouttes sont ensuite recirculées vers le fond de chambre, puis ré-entraînées

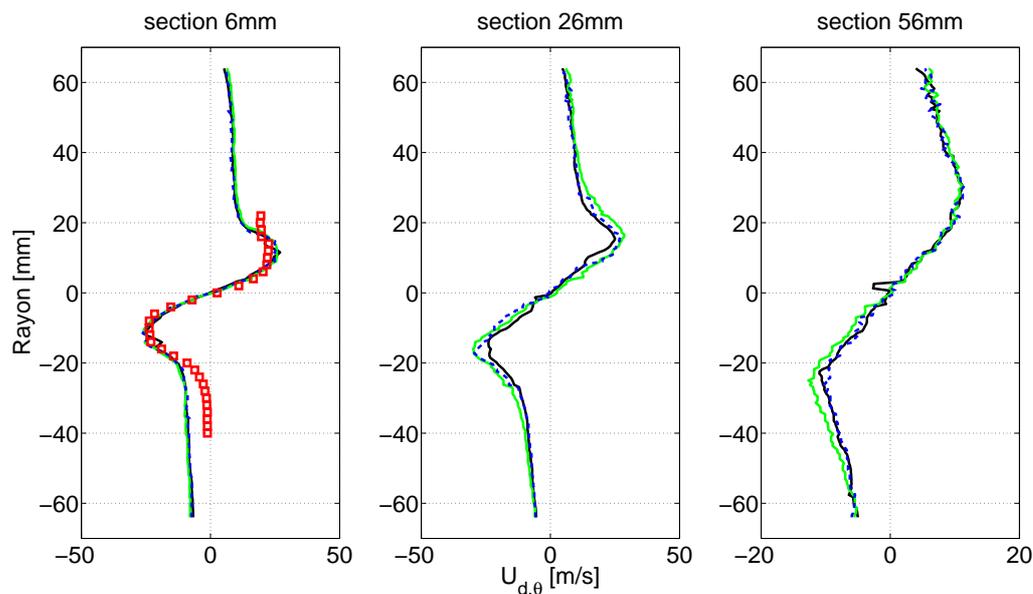


FIGURE 9.22: Vitesse tangentielle moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence (  $\square$  : mesures PDI point de référence,  $-\cdot-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE stationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle paroi complexe ).

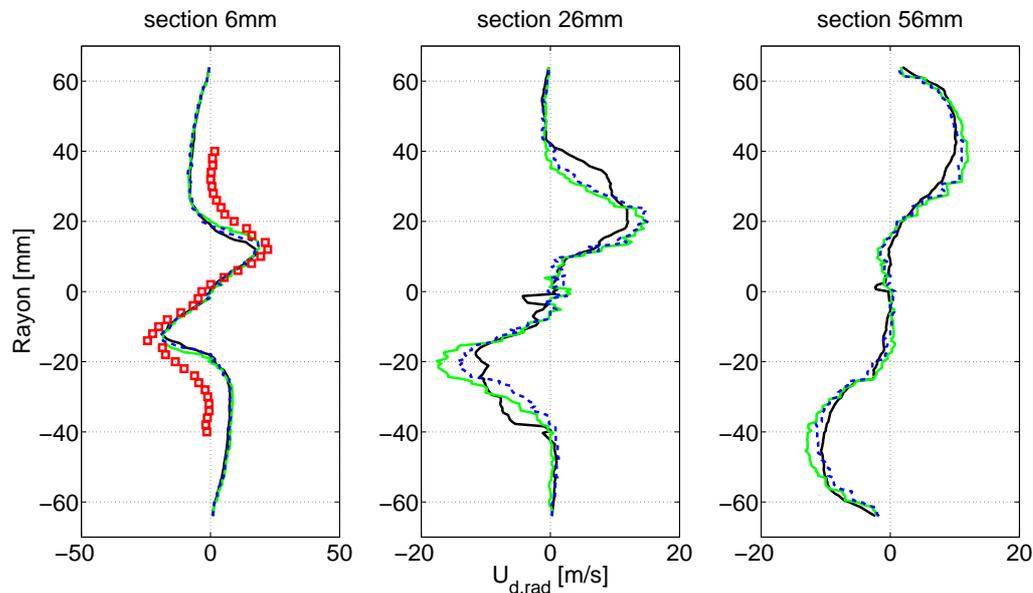


FIGURE 9.23: Vitesse radiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence (  $\square$  : mesures PDI point de référence,  $-\cdot-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE stationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle paroi complexe ).

par le jet d'air, d'où une diminution du  $D_{10}$ . Au niveau de la section  $z = 6\text{mm}$ , cependant, pour un rayon supérieur à  $6\text{mm}$ , les mesures PDI montrent que le  $D_{10}$  augmente, ce qui n'est pas reproduit par les simulations. Cependant, les flux volumiques de gouttes pour cette zone sont faibles par rapport au reste de la section.

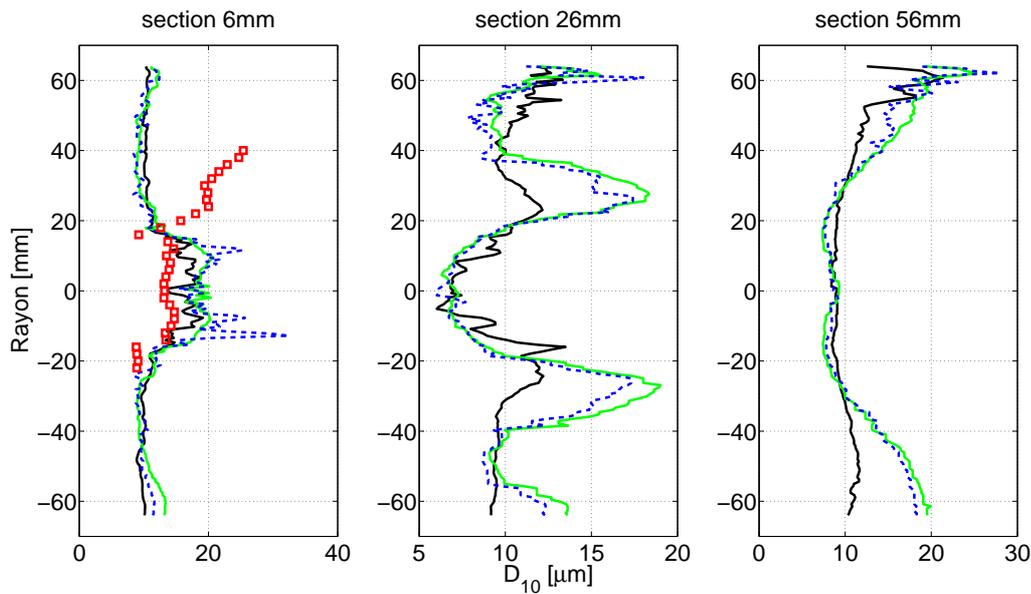


FIGURE 9.24: Diamètre moyen arithmétique pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence (  $\square$  : mesures PDI point de référence,  $---$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE stationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle paroi complexe ).

Enfin, le flux volumique obtenu pour les trois calculs est présenté sur la figure 9.25. Une comparaison est réalisée avec le flux volumique mesuré pour le point TIMECOP par PDI, sous l'hypothèse que la répartition du brouillard dans la chambre est similaire. Cette comparaison montre que, malgré les écarts constatés avec les vues tomographiques du brouillard, le flux liquide dans la veine semble correctement reproduit, et ce pour les deux modèles de paroi. De plus, les calculs instationnaires et stationnaires de la phase liquide, à iso-modèle de paroi, présentent peu d'écarts. Il est cependant nécessaire de garder à l'esprit que le flux volumique intègre, par définition, la vitesse et la masse des gouttes au sein de la section. La vitesse des gouttes étant faible au sein des zones de recirculation, l'effet de la concentration des gouttes dans cette zone sur le flux volumique est atténué à cause des niveaux de vitesse. Il peut donc exister des écarts de concentration importants, entre le calcul et la simulation.

### 9.1.2.3 Conclusion pour les calculs non-réactifs aux conditions de référence

D'après la comparaison des simulations non-réactives de la chambre mono-secteur aux données expérimentales, il est possible de conclure que, pour les deux points de fonctionnement testés, un accord assez satisfaisant est obtenu. Le calcul par méthode RANS pour la phase gazeuse a été validé, ainsi que le calcul Lagrangien pour la phase dispersée, permettant d'attester de la fiabilité de la méthodologie permettant de définir les conditions aux limites pour l'injection des gouttes.

Pour le point de référence, cependant, si les flux volumiques calculés selon les mesures PDI et les simulations sont tout à fait cohérents, les visualisations tomographiques du brouillard montrent que sa répartition n'est pas parfaitement reproduite dans les zones de recirculation. De

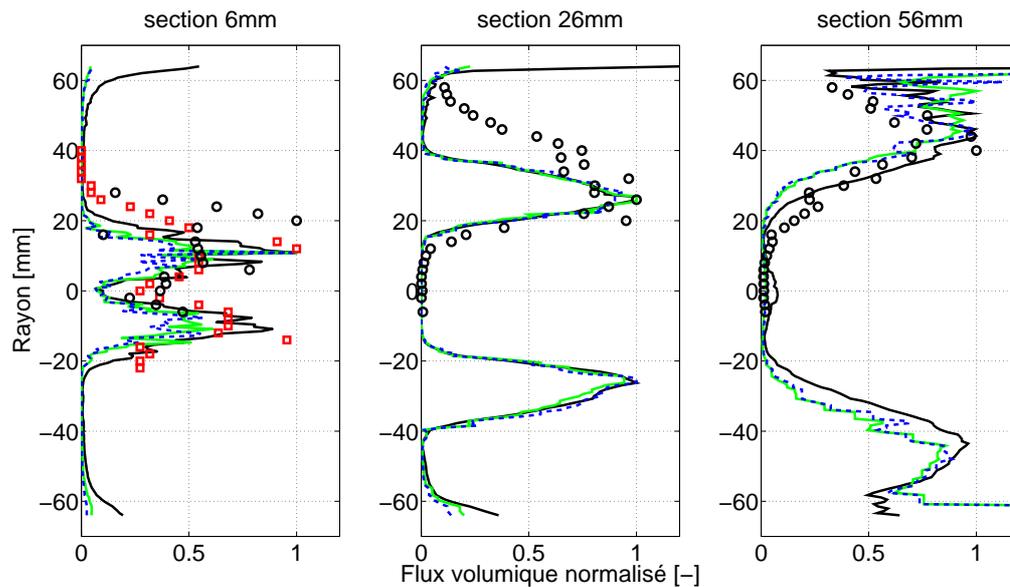


FIGURE 9.25: Flux volumique adimensionné pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence (  $\square$  : mesures PDI point de référence,  $\circ$  : mesures PDI point TIMECOP,  $---$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE stationnaire, modèle rebond fusant,  $-$  : calcul SPARTE instationnaire, modèle paroi complexe ).

plus, le choix du modèle d'interactions goutte-paroi peut considérablement modifier les champs aérodiphasiques calculés, en terme de richesse et de distribution de tailles de goutte. La prise en compte d'un régime d'éclaboussement modifiant la taille des gouttes après impact, la proportion de liquide recirculé sera également altérée. Mais il a également été vu que ce modèle semble le plus pertinent pour les conditions opératoires du point de référence.

Il faut préciser que le modèle paroi complexe a été développé d'après un ensemble de données expérimentales caractérisant l'impact de gouttes isolées sur une paroi. De plus, ces simulations ne prennent pas en compte la formation d'un film liquide, qui peut, selon son épaisseur, modifier les phénomènes d'interaction goutte-paroi.

## 9.2 Cartographie d'allumage

Le modèle de cartographie d'allumage a été appliqué à partir d'un champ aérodiphasique obtenu par un calcul CHARME-SPARTE stationnaire, en utilisant le modèle de rebond fusant. Par manque de temps, les tests n'ont pas pu être menés sur le champ aérodiphasique obtenu avec le modèle de paroi complexe. Les différences constatées dans la section précédente pourront avoir une influence sur les résultats du modèle d'allumage, particulièrement dans la zone de recirculation latérale. La zone étudiée est une section longitudinale couvrant l'ensemble des quatre positions de bougie d'allumage, et s'étendant jusqu'à l'axe de la chambre.

Le rayon et la température du noyau sont pris égaux à  $5.1\text{mm}$  et  $3500\text{K}$ . Ces grandeurs ont été calculées par [García-Rosa \(2008\)](#) et confirmées par les visualisations par caméra rapide réalisées dans le cadre de cette thèse (cf section 7.3). Le temps physique de simulation de noyau a été fixé à  $1\text{ms}$ , ordre de grandeur évalué également d'après les visualisations d'allumage. Pour rappel, ce temps a été fixé afin que la position du noyau évolue peu. Imposer un délai de simulation constant permet de comparer l'évolution du noyau pour chaque position testée, et donc d'analyser si les conditions sont favorables à la propagation d'un front de flamme sphérique laminaire. Il faut cependant garder à l'esprit que ce délai a été défini pour des zones en proche paroi, pour lesquelles l'écoulement gazeux présente une vitesse relativement basse par rapport au reste de l'écoulement. Ce délai devrait donc être surestimé pour certaines zones de forte vitesse des gaz.

Pour que la flamme se stabilise au niveau du système d'injection, le noyau d'allumage doit au préalable remonter l'écoulement en direction du gicleur. Le critère de propagation de flamme (critère n°3) a été calculé en considérant la vitesse axiale de la phase gazeuse. L'application séquentielle des différents critères est illustrée sur la figure 9.26. La figure (a) présente le nuage de sphères d'allumages, colorées selon le succès ou l'échec de l'allumage du noyau (critère n°1). Elle montre que l'allumage local est possible au sein du jet ainsi que dans des zones proches de la paroi (○). Au niveau de la zone de recirculation centrale (■), la richesse est insuffisante et ne permet pas la formation d'un noyau d'allumage, sauf pour quelques positions en aval de l'écoulement. Ceci est également observé dans une petite partie de la zone de recirculation latérale.

La figure (b) présente le critère n°2, basé sur l'expansion du noyau. Pour ce cas, le critère de croissance est directement corrélé avec le critère n°1. Les variations du rayon du noyau sont dues principalement à des différences de richesse, les rayons élevés correspondant aux zones les plus riches de l'écoulement. Par rapport au critère n°1, ce critère permet d'éliminer quelques sphères au sein de la zone de recirculation centrale. Sur l'ensemble du plan, la taille du noyau augmente entre 0 et 30% à la fin de la simulation.

La figure (c) présente le critère n°3, c'est-à-dire la probabilité de propagation en amont du noyau  $P_{up,axi}$ . Ce critère est naturellement maximal au sein des deux zones de recirculation, et tend vers 0 pour deux zones : la sortie du diffuseur, pour lequel la vitesse du jet est maximale, ainsi qu'une zone proche de la paroi, en aval de l'abscisse  $86\text{mm}$ .

La figure (d) présente le nuage de sphères permettant l'allumage du foyer, après élimination selon les trois critères. Pour le cas présent, le seuil sur la croissance du noyau est de 15% de

son rayon initial. Le seuil sur  $P_{up,axi}$  est égal à 0.6, afin de s'assurer que la vitesse de flamme turbulente est bien supérieure à la vitesse axiale moyenne de l'écoulement. Ces résultats ont été superposés aux résultats expérimentaux obtenus pour des essais d'allumage par bougie électrique et bougie laser. Les zones identifiées comme favorables à l'allumage sont localisées à proximité de la paroi, ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux. Pour la bougie 116mm, on observe que les sphères d'allumage voisines de cette position sont un peu moins nombreuses, et qu'elles disparaissent au plus près de la paroi. Les visualisations par caméra rapide ont bien montré, pour cette position de bougie, la formation d'un noyau d'allumage. Il semble que le critère en défaut ici soit celui traitant de la propagation de flamme, qui semble surestimer la vitesse de flamme turbulente par rapport à son niveau réel. Cependant, comparativement aux autres positions de bougie, la raréfaction des sphères d'allumage est cohérente avec les difficultés rencontrées expérimentalement pour allumer la chambre depuis cette position de bougie.

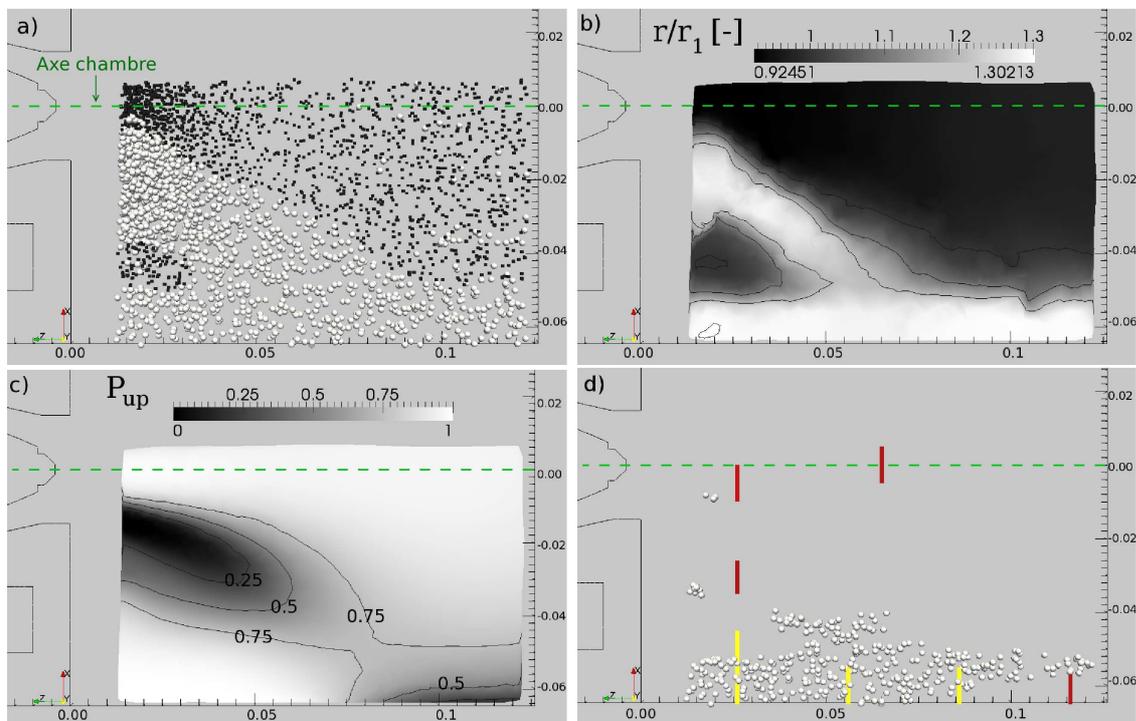


FIGURE 9.26: Cartographie d'allumage de la configuration mono-secteur aux conditions de référence : (a) critère n°1, nuage de points des sphères d'allumage (■ = échec allumage noyau, ○ = allumage du noyau); (b) critère n°2, croissance du noyau; (c) critère n°3, probabilité de propagation à contre-courant de la flamme  $P_{up}$  et iso-contours; (d) nuages de points des sphères permettant un allumage de la chambre, et résultats expérimentaux (trait rouge : échec allumage, trait jaune : allumage de la chambre).

D'après ces résultats, il est possible de conclure que l'application de cartographie d'allumage appliquée à partir du champ aérodiphasique pour le point de référence donne des résultats cohérents avec les tendances expérimentales. L'impossibilité d'allumer la chambre par un dépôt placé au sein de la zone de recirculation centrale est bien retrouvé. Concernant la position de bougie 116mm, une incertitude subsiste tout de même, incertitude que nous proposons de lever en réalisant une simulation instationnaire d'allumage.

### 9.3 Simulations instationnaires de l'allumage du foyer

À partir du champ aérodiphasique non-réactif, calculé pour les conditions de référence, deux calculs de propagation de flamme ont été testés par méthode RANS instationnaire, pour deux positions de bougie. La première, localisée à une abscisse  $z = 56mm$ , permet un allumage pour ces conditions opératoires, tandis que la seconde, à  $z = 116mm$ , ne permet pas l'allumage pour la richesse liquide injectée.

#### 9.3.1 Dépôt d'énergie

La phase de dépôt d'énergie est réalisée en reprenant les mêmes paramètres que ceux utilisés pour l'application de cartographie d'allumage. Les paramètres initiaux pour la simulation de noyau sont répertoriés dans le tableau 9.1. Ces paramètres sont évalués lors d'une simulation Lagrangienne instationnaire, et peuvent donc varier au cours du temps selon le passage des gouttes numériques au sein du volume du dépôt. Ceci peut expliquer des valeurs de richesse plus élevées que celles calculées à partir du champ moyen. Pour les deux positions, les diamètres moyens de la distribution de gouttes sont sensiblement identiques. La plus grande différence s'observe au niveau de la richesse liquide locale, qui présente un niveau très élevé pour la position de bougie  $56mm$ .

	$D_{10}(\mu m)$	$D_{32}(\mu m)$	$\phi_l$
Bougie 56 mm	10.05	20.33	5.7
Bougie 116 mm	10.26	19.50	2.3

TABLE 9.1: Paramètres pour la simulation de noyau pour les positions de bougie 56 et 116mm.

Les résultats du calcul de noyau d'allumage, pour les deux positions de bougie, sont présentés sur la figure 9.27. Dans les deux cas, l'allumage du brouillard est obtenu, et la température en fin de simulation de noyau est maintenue à un niveau assez élevé. Pour la bougie  $56mm$ , cependant, il est visible que le noyau d'allumage se propage peu. Ceci s'explique par la richesse très élevée du mélange à l'emplacement de la bougie. Au niveau de la bougie  $116mm$ , la richesse est deux fois plus faible, et la propagation du front de flamme sphérique s'opère mieux.

Par rapport à l'application de cartographie d'allumage, le rayon final du noyau d'allumage pour la bougie  $56mm$  est plus faible. Cet écart est lié à la richesse liquide, qui est calculée à l'aide d'archives Eulériennes moyennes pour l'application de cartographie, et à l'aide d'archives Lagrangiennes instationnaires pour le calcul de propagation de flamme. Dans le second cas, le noyau peut voir passer sur certains instants un nombre variable de gouttes, d'où une richesse liquide instantanée fluctuant dans le temps. L'aspect des fluctuations instantanées de la richesse locale n'a malheureusement pas pu être investigué plus en avant. L'allumage ayant été obtenu pour les deux noyaux simulés, le calcul de propagation de flamme a été réalisé pour les deux positions de bougie citées.

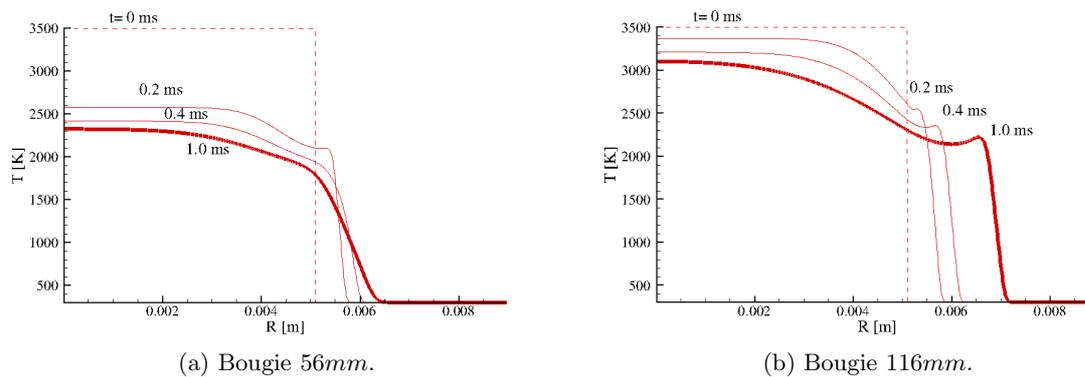


FIGURE 9.27: Simulation de noyau d'allumage d'après un champ RANS (maquette mono-secteur, point de référence, deux positions de bougie).

### 9.3.2 Phase de propagation de flamme

Les deux simulations de propagation de flamme sont présentées sur les figures 9.28 et 9.29<sup>1</sup>. Le volume de gaz chaud généré par la combustion est matérialisé par un iso-contour de température  $T_g = 1300K$ . Pour le cas de la bougie 116mm, suite au dépôt d'énergie, la zone de gaz chaud générée s'expande bien, mais sans pouvoir remonter l'écoulement gazeux en direction de l'injecteur. Le front de flamme se stabilise assez rapidement au niveau de la zone du dépôt, mais les gaz chauds générés par la combustion ne remontent pas l'écoulement. Cette bougie est en effet localisée en dehors des limites moyennes des zones de recirculation, d'où une inflammation du brouillard orientée vers l'aval.

La position amont du front de flamme tend à rester stable, alors que d'après les visualisations d'allumage réalisées pour cette position de bougie, la flamme est soufflée vers l'aval. Ce comportement reste cohérent avec les visualisations, mais la vitesse d'expansion du noyau est vraisemblablement surestimée, d'où la stabilisation de la flamme au niveau de la position du dépôt.

Pour la position de bougie 56mm, la propagation de la flamme laminaire du noyau s'opère plus lentement, à cause d'une richesse liquide élevée. Le noyau de gaz chauds, injecté au sein de l'écoulement, est tout d'abord refroidi à cause de l'énergie consommée par l'évaporation, tout en étant étalé contre la paroi de la chambre. Il demeure au sein de la zone de recirculation latérale dans les premiers instants. Puis après environ 3ms, ce volume s'expande en partant de la paroi de la chambre, expansion qui se poursuit en dehors de la recirculation latérale. Finalement, les gaz chauds vont enflammer le brouillard de carburant, la flamme s'enroulant littéralement autour du spray de forme conique.

Un examen du parcours de la flamme dans les 20 premières millisecondes montre que l'expansion du front de flamme s'opère le long de la paroi, dans la zone de recirculation latérale, jusqu'à ce que la flamme se rapproche du fond de chambre. Les gaz chauds vont être convectés selon une trajectoire suivant les profils en forme de croix formés par la limite de la recirculation

1. Sur les figures 9.28, 9.29, 9.30 et 9.31, le tourbillonneur comporte une vrille simple et une sortie unique. Cette représentation met en évidence les canaux, traversant un volume plein.



FIGURE 9.28: Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie  $116mm$ , conditions de référence, iso-contour de température  $T_g = 1300K$  (vues longitudinale/latérale simultanées).

latérale. Les gaz chauds vont alors enflammer le spray de carburant, injecté au niveau de la section  $6mm$ .

Il est également possible de déterminer, selon l'instant, si le type de flamme rencontré correspond à une flamme de diffusion ou prémélangée. Pour cela, il est possible de définir un taux de réaction indexé par un indice de flamme, comme proposé dans les travaux de [Reveillon et Vervisch \(2005\)](#) :

$$\mathcal{F} = \frac{\vec{\nabla} Y_F \cdot \vec{\nabla} Y_{O_2}}{|\vec{\nabla} Y_F \cdot \vec{\nabla} Y_{O_2}|} \quad (9.3)$$

Cet indice est positif pour une flamme prémélangée, et négatif pour une flamme de diffusion. Il permet de définir le taux de réaction  $\dot{\omega}^*$  :

$$\dot{\omega}^* = \mathcal{F} \dot{\omega} \quad (9.4)$$

Ce taux de réaction sera donc positif pour une flamme prémélangée, négatif dans le cas contraire. L'évolution de ce taux de réaction est tracée selon une section longitudinale distante de  $3.5mm$  de la paroi où est localisée la bougie, et selon une section transversale située à  $16mm$  du fond de chambre. La section longitudinale permet d'observer la progression de la flamme au sein de la zone de recirculation latérale. Ces deux sections sont matérialisées sur la figure [9.30](#).

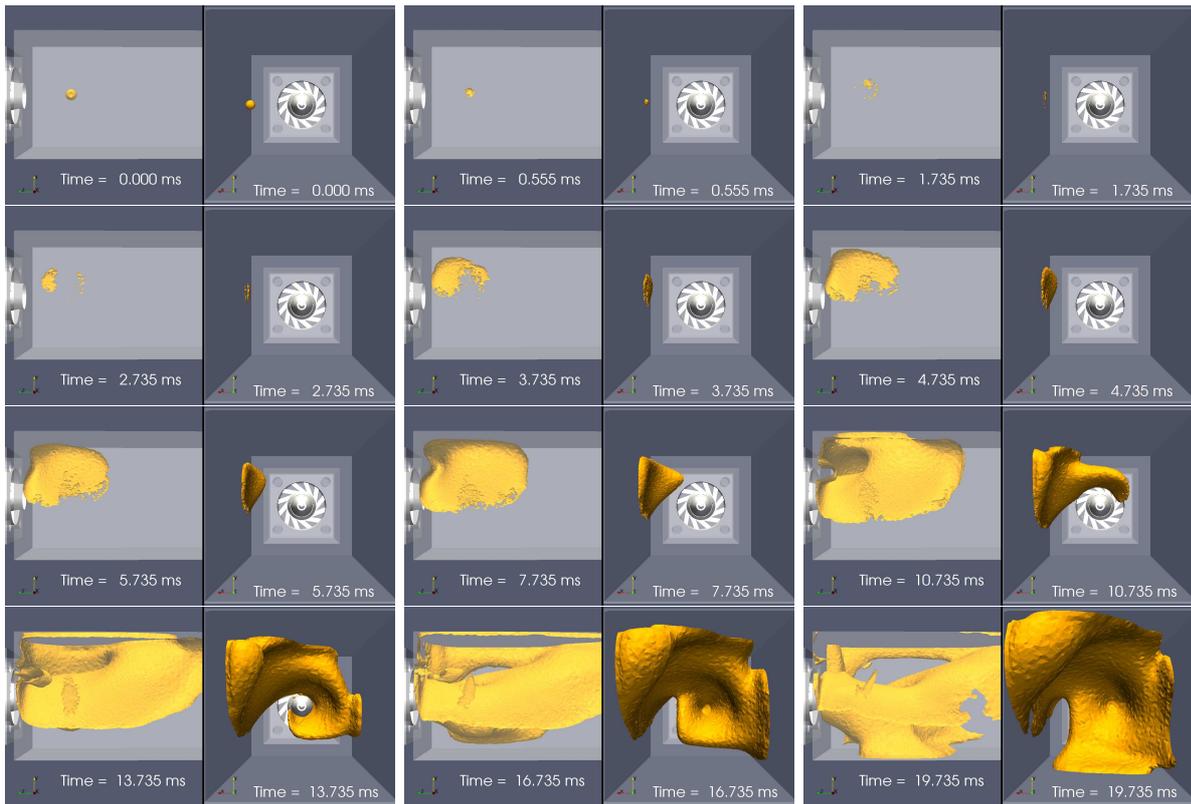


FIGURE 9.29: Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie 56mm, conditions de référence, iso-contour de température  $T_g = 1300K$  (vues longitudinale/latérale simultanées).

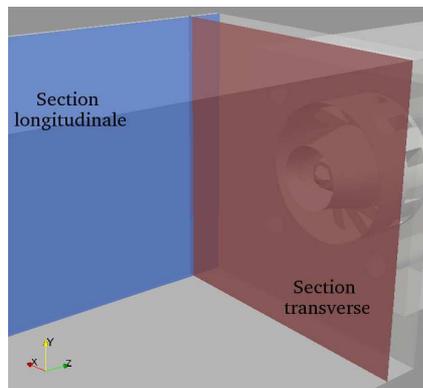


FIGURE 9.30: Visualisation des sections longitudinales et transversales pour le suivi du taux de réaction  $\dot{\omega}^*$ .

Sur la figure 9.31, l'évolution du taux de réaction  $\dot{\omega}^*$  est tracée pour ces deux sections, superposée aux limites des recirculations pour la phase gazeuse, et au contour de richesse gazeuse stœchiométrique. L'analyse du  $\dot{\omega}^*$  montre que la flamme est de type flamme de diffusion, la limite de la zone réactive correspondant aux zones à la stœchiométrie. La poche de gaz réactive s'étend tout d'abord le long de la paroi latérale, enflammant progressivement la zone de recirculation de coin. Puis environ 4ms après le début du calcul, selon la section transversale, la flamme se propage progressivement dans la partie supérieure de la veine. À ce niveau, le mélange entre

comburant et carburant donne naissance à une flamme pauvre prémélangée. Cette flamme va ensuite atteindre la zone dense du brouillard, entre 7 et 10ms après le calcul. La combustion va s'installer en périphérie du jet, selon un régime de flamme de diffusion. Dans le même temps, la flamme continue sa progression dans le sens horaire, en remplissant la zone de recirculation latérale.

Il est également notable que la dilatation des gaz due à la hausse de température induit une déformation des zones de recirculation moyennes de l'écoulement, bien visible à 10ms, pour les zones de coin, et vers 13ms, pour la zone de recirculation centrale.

Une comparaison qualitative peut être réalisée avec les vidéos rapides de l'allumage du foyer, comme celles présentées sur la figure 9.32. Selon les visualisations tomographiques du spray, le noyau chaud remonte bien le long de la zone de recirculation latérale, et suit le mouvement de giration de l'écoulement tourbillonnaire, tout en s'expansant. Sur l'exemple présenté, la flamme progresse d'un tour complet autour de l'axe de la chambre sur un délai d'environ 40ms, contre environ 20ms pour la simulation. Ce délai est compatible avec l'ordre de grandeur constaté pour la chute de la perte de charge, survenant 50ms après le dépôt d'énergie. Par la simulation, cependant, la propagation de la flamme au sein de la chambre est plus rapide, et il est visible que le volume de gaz chaud s'expande également beaucoup plus rapidement pour la simulation RANS. Cependant, les ordres de grandeur des délais d'allumage semblent respectés par le calcul.

### 9.3.3 Conclusion

Les deux simulations de propagation de flamme réalisées par méthode RANS ont permis de reproduire certaines caractéristiques de l'allumage du foyer mono-secteur observées expérimentalement. L'impossibilité d'allumer le foyer pour une position de bougie située trop en aval dans l'écoulement est due à un effet de soufflage de la flamme par l'écoulement gazeux, cohérent avec les résultats des simulations.

Pour une bougie localisée dans une zone de recirculation latérale, l'utilisation d'un modèle de combustion turbulente permet de reproduire la phase de propagation de flamme, même si la vitesse de l'allumage restituée par le calcul semble surestimée par rapport aux résultats expérimentaux. Ces calculs montrent cependant la faisabilité d'une simulation d'allumage par méthode RANS, en suivant une procédure représentative d'un dépôt d'énergie réaliste.

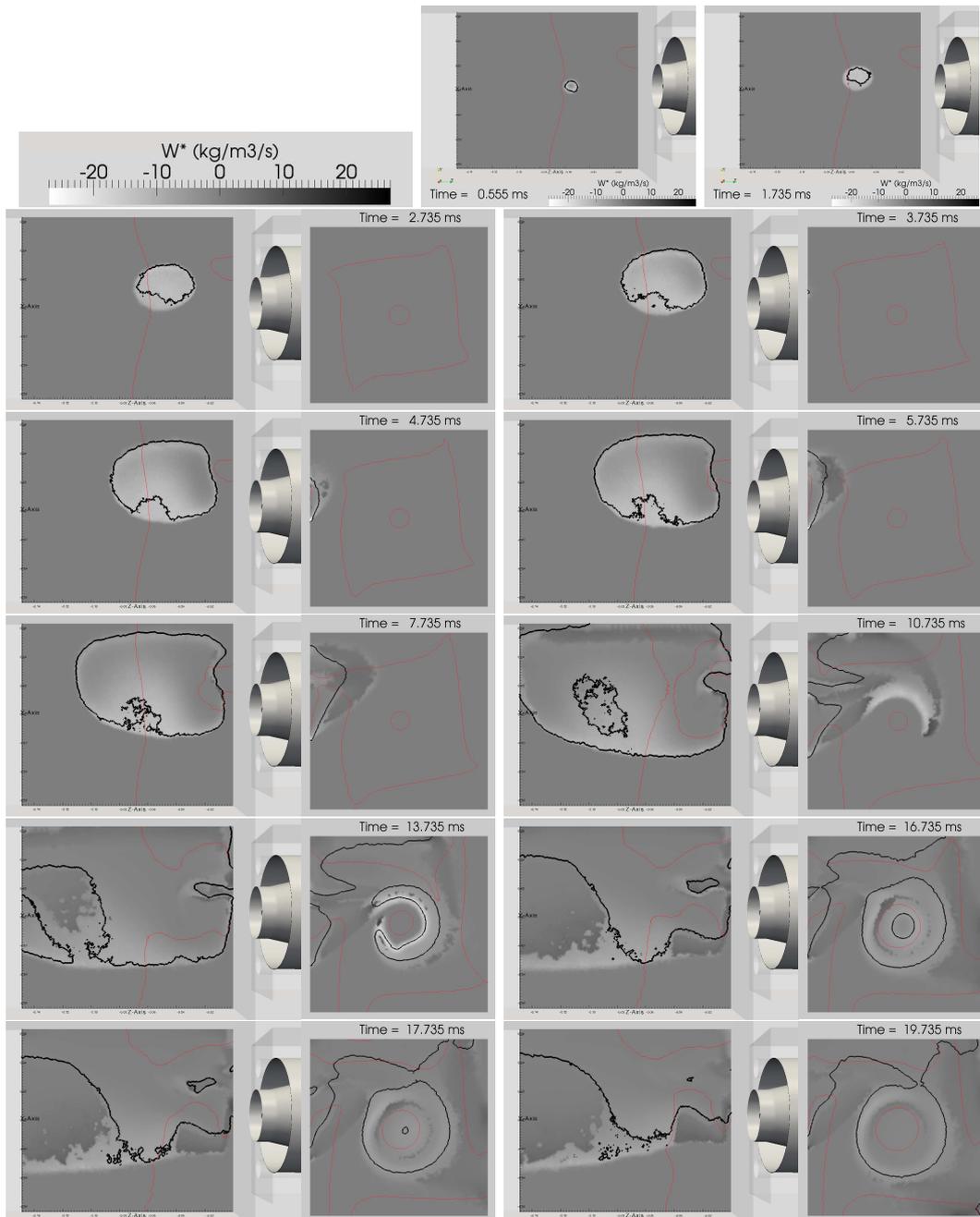


FIGURE 9.31: Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie  $56\text{mm}$ , visualisation selon deux sections longitudinale et transversale (couleur : taux de réaction  $\dot{\omega}^*$ , - : iso-contour  $u_{g,axi} = 0\text{m/s}$ , - : iso-contour  $\phi_g = 1$ ).

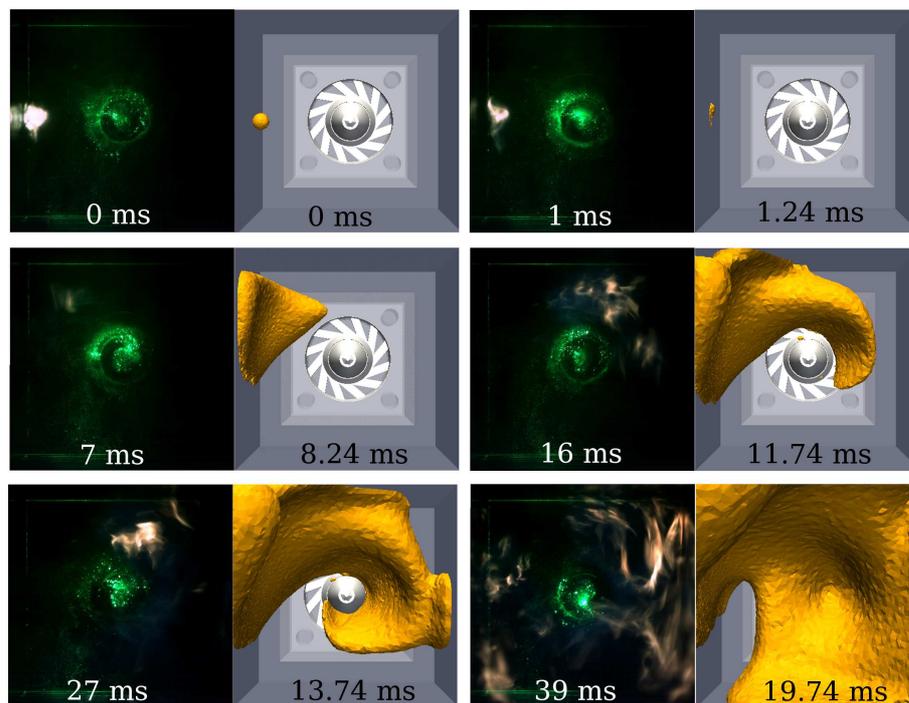


FIGURE 9.32: Comparaison d'une visualisation d'allumage (tomographie laser du brouillard) et d'une simulation d'allumage RANS pour la maquette mono-secteur (point de référence, allumage par la bougie  $56mm$  vue par le fond de chambre). La simulation RANS montre l'iso-contour de température  $T_g = 1300K$ .

## 9.4 Simulation de l'écoulement diphasique réactif stabilisé

Suite à la réalisation d'un calcul de propagation de flamme, l'état de flamme stabilisé a été simulé en utilisant deux modèles de combustion différents, le modèle de CRAMER et la cinétique de type Arrhenius pour le kérosène présentée précédemment.

Pour les deux calculs, les profils de vitesse axiale sont présentés sur la figure 9.33, superposés aux champs mesurés par PDI. Les données sont normalisées par rapport à la vitesse débitante, afin de pouvoir réaliser une comparaison aux mesures LDA obtenues pour un écoulement non-réactif. Chacun des modèles restitue des profils de vitesse très similaires. Notons que pour le cas non-réactif, les mesures utilisées pour la comparaison sont en réalité les profils de la section 8mm.

Au niveau de la section 10mm, les maxima de vitesse pour la phase gazeuse sont sous-estimés par la simulation, aussi bien dans le jet que dans la zone de recirculation centrale. Le profil de vitesse axiale, par rapport au calcul non-réactif, diffère très peu. Pour les sections plus avales, en revanche, l'apport de chaleur dégagé par la réaction chimique accélère les gaz de manière significative. Cependant, si les niveaux de vitesse sont corrects, le jet est légèrement plus refermé sur l'axe de la chambre. Il est également notable que les niveaux de vitesse pour la section 26mm, dans la zone de recirculation centrale, sont sous-estimés.

Il faut rappeler que les conditions aux limites pour la phase dispersée sont définies à 10mm de diamètre, comme pour les calculs non-réactifs. En combustion, les profils de vitesse et de granulométrie dans cette section sont cependant modifiés. En effet, l'évaporation du carburant est accélérée par l'augmentation de la vitesse de la phase gazeuse, auquel il faut ajouter l'influence des gaz brûlés recirculés. De plus, la répartition du brouillard dans la chambre est modifiée par le profil de vitesse initiale des gouttes.

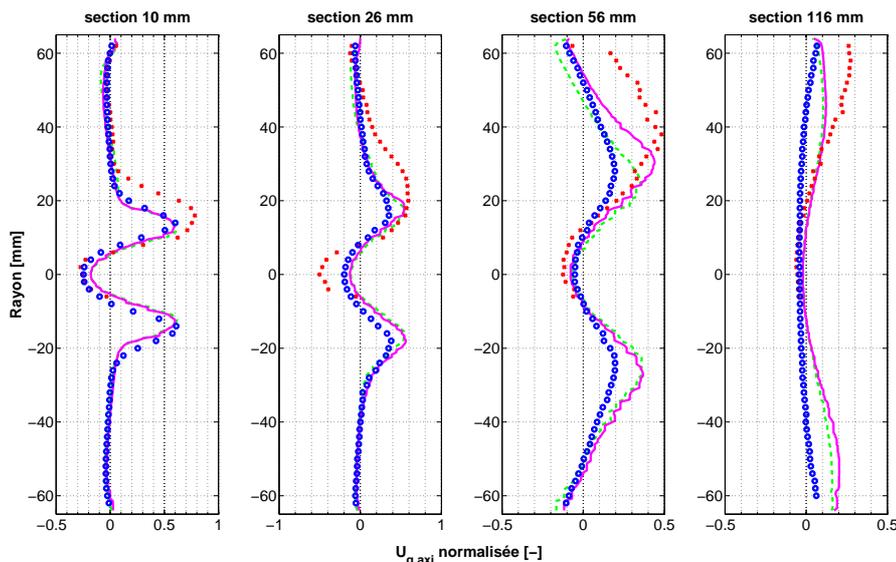


FIGURE 9.33: Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA en non-réactif ,  $\star$  : mesures PDI en réactif ,  $---$  : calcul CHARME cinétique PEA,  $-$  : calcul CHARME modèle de CRAMER).

Par rapport aux conditions non-réactives, la forme de la zone de recirculation centrale est moins évasée sur les sections avalées. Le tracé des profils de vitesse selon une section de la veine d'essai montre effectivement une différence dans la structure de la zone de recirculation centrale, cette dernière étant très raccourcie par rapport au cas non-réactif (cf figure 9.34).

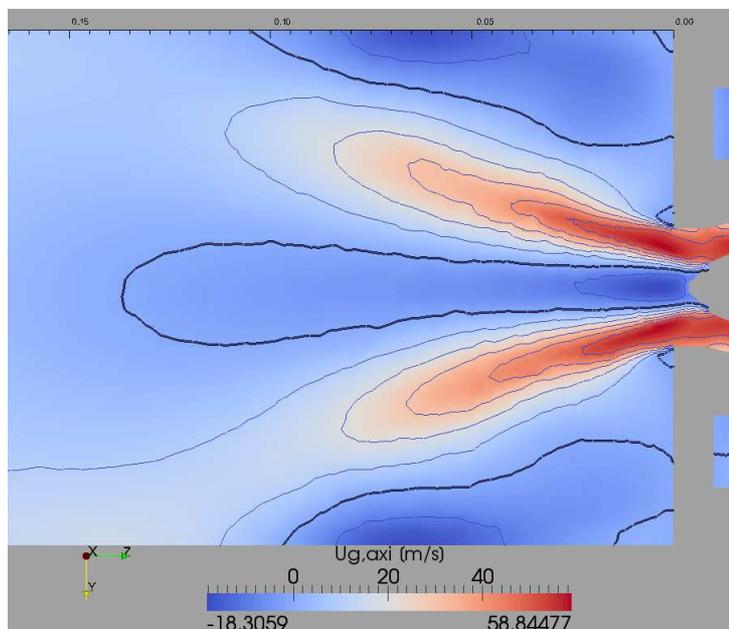


FIGURE 9.34: Profil de vitesse axiale pour un calcul CHARME-SPARTE réactif, aux conditions de référence, avec la cinétique PEA ( $- : u_{g,axi} = 0m/s$ ).

Pour les deux autres composantes de vitesse, les données expérimentales ne sont à l'heure actuelle pas disponibles. Seule la comparaison par rapport aux données LDA à froid est réalisée. Ces résultats sont présentés sur les figures 9.35 et 9.36. Comme pour la vitesse axiale, les champs de vitesse calculés pour chacune des deux cinétiques sont semblables, et différent peu du cas non-réactif dans la section 10mm. Les écarts constatés sur la composante radiale sont également présents pour les simulations de l'écoulement froid. Pour les sections plus avalées, les profils de vitesse radiale sont également très semblables au cas à froid, bien que les niveaux de vitesse soient un peu plus élevés dans la dernière section. Les différences sont plus marquées selon la composante tangentielle, qui présente une augmentation des extrema.

Les niveaux de vitesse radiale étant identiques au cas non-réactif, l'augmentation de la vitesses axiale montre que la pénétration du jet dans la chambre est augmentée par la combustion. L'accélération des gaz accentue également le mouvement giratoire du jet d'air. Cette dernière observation est cohérente avec l'augmentation de la fréquence du PVC, mesurée expérimentalement, la fréquence de l'instabilité étant liée à la vitesse tangentielle au sein du tourbillonneur. Ces deux effets ne sont cependant rencontrés dans nos simulations qu'à partir de la section 26mm. Au niveau de la sortie du diffuseur, les profils de vitesse sont peu affectés par la combustion.

La vitesse axiale fluctuante mesurée par PDI est comparée à celle calculée par méthode RANS, sur la figure 9.37. Cette vitesse est estimée comme la composante diagonale du tenseur de Reynolds. Pour la section 10mm, comme pour la composante moyenne, la vitesse fluctuante

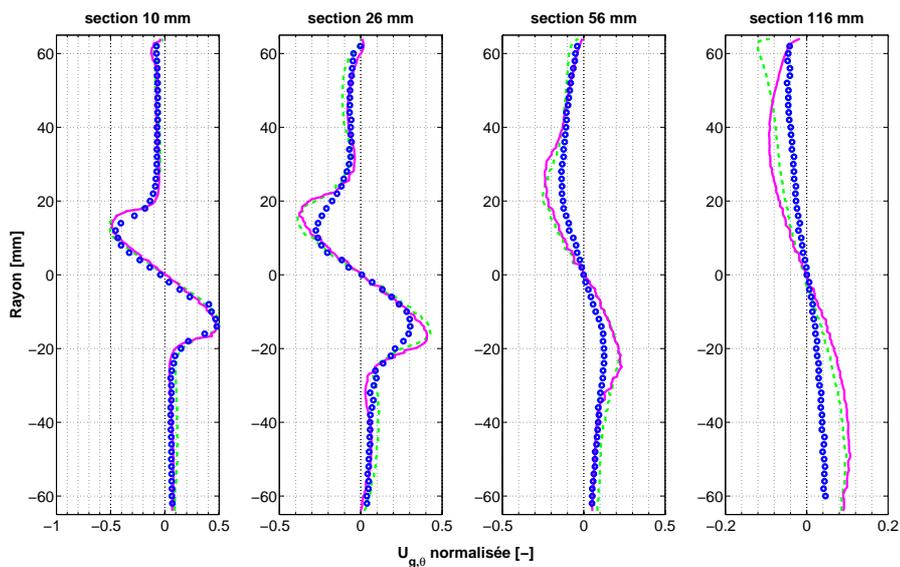


FIGURE 9.35: Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA en non-réactif ,  $---$  : calcul CHARME cinétique PEA,  $-$  : calcul CHARME modèle de CRAMER).

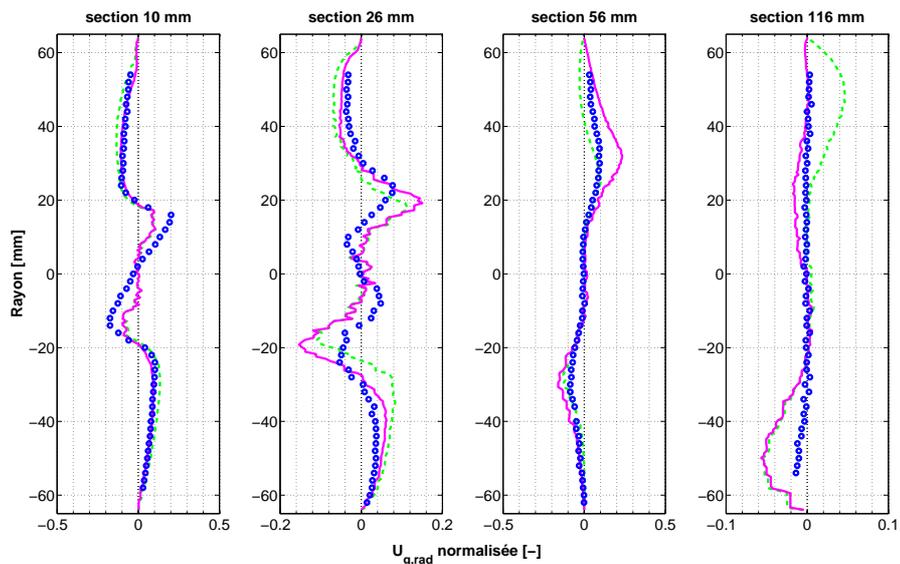


FIGURE 9.36: Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA en non-réactif ,  $---$  : calcul CHARME cinétique PEA,  $-$  : calcul CHARME modèle de CRAMER).

est largement sous-estimée. Cet écart de niveau subsiste pour l'ensemble des quatre sections analysées, la vitesse fluctuante obtenue par simulation restant plus proche de celle mesurée expérimentalement.

Une comparaison est ici proposée par rapport à d'autres résultats de simulations réalisées par Larroya-Huguet (2010). Ces simulations ont été effectuées en utilisant les codes N3S-NATUR (approche RANS, Euler-Lagrange, stationnaire pour les deux phases) et AVBP (approche LES,

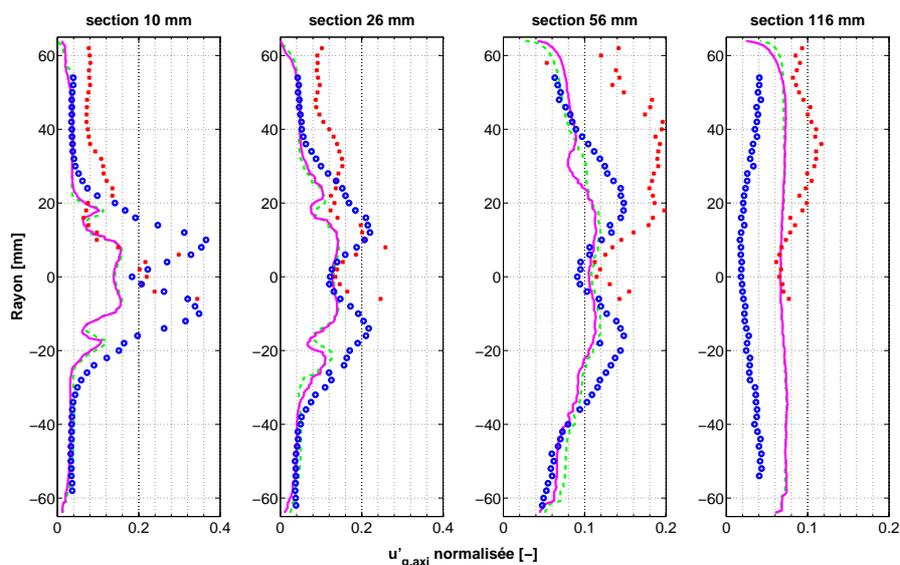


FIGURE 9.37: Vitesse axiale fluctuante de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence (  $\circ$  : mesures LDA en non-réactif ,  $\star$  : mesures PDI en réactif ,  $---$  : calcul CHARME cinétique PEA,  $-$  : calcul CHARME modèle de CRAMER).

Euler-Euler). Pour ces deux calculs, la phase liquide est injectée au niveau du gicleur. La combustion est modélisée à l'aide d'un modèle de combustion CLE pour les calculs RANS, et d'un modèle de combustion TFLES (modèle de flamme épaissie) combiné à la cinétique à deux étapes *2S\_KERO\_BFER*. Les simulations LES ont été réalisées en utilisant deux combinaisons de schémas numériques : TTGC pour les phases gazeuses et liquides (schéma centré du troisième ordre), puis Lax-Wendroff pour la phase gazeuse (schéma centré du second ordre) et PSI pour la phase liquide (schéma décentré avant du second ordre). La comparaison de ces résultats aux mesures de vitesse par PDI est présentée sur la figure 9.38.

Comme pour les calculs réalisés sous CEDRE, ces simulations RANS et LES ne reproduisent pas l'augmentation de la vitesse des gaz relevée au niveau de la section 10mm. Les champs de vitesse calculés par méthode RANS, et selon le schéma TTGC pour la LES, montrent une disparition de la zone de recirculation latérale, qui n'est pas observée expérimentalement. Pour les sections plus avales, les niveaux de vitesse axiale moyenne augmentent pour les trois simulations. L'approche LES, combinée au modèle de combustion TFLES, restitue mieux les profils de vitesse que la simulation RANS, les schémas Lax-Wendroff/PSI donnant des résultats plus proches des mesures expérimentales. Pour la simulation RANS sous N3S-NATUR, il apparaît que la zone de recirculation centrale reste très évasée par rapport aux résultats obtenus sous le code CEDRE. De plus, le niveau de vitesse au sein de la zone de recirculation centrale est bien plus bas que celui mesuré par PDI. Les écarts de résultats constatés entre les deux approches RANS peuvent avoir des causes multiples : schémas numériques, raffinement du maillage, modèle de combustion, et enfin conditions aux limites pour l'injection du carburant. Une analyse précise de ces causes est cependant en dehors du cadre de cette étude.

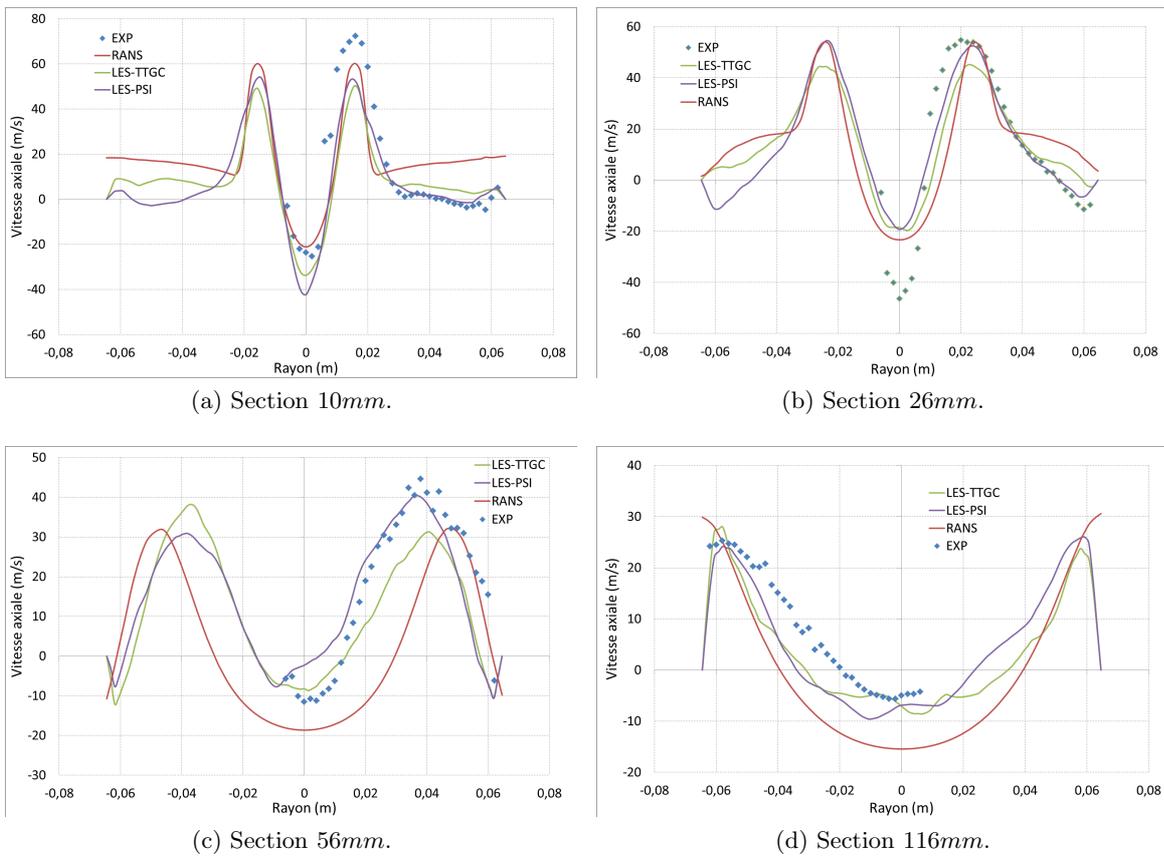


FIGURE 9.38: Résultats de calculs diphasiques réactifs pour le point de référence, obtenus à l'aide des codes N3S-NATUR (méthode RANS) et AVBP (méthode LES), d'après Larroya-Huguet (2010).

Les résultats des calculs stationnaires de l'écoulement en combustion ne se révèlent pas en parfait accord avec les données expérimentales disponibles pour la maquette, notamment concernant la vitesse des gaz en combustion. Les deux cinétiques chimiques employées, malgré des résultats très différents sur la structure de flamme observée, présentent des champs de vitesse pour la phase gazeuse assez comparables. Il est cependant nécessaire de garder à l'esprit que la condition aux limites pour l'injection des particules numériques, est identique à celle définie pour le cas non-réactif. La combustion et l'accélération des gouttes peuvent avoir une influence significative sur leur vitesse d'évaporation, et ce dès la section  $6mm$ , effet qui n'a pas été pris en compte ici. Les écarts constatés peuvent en partie s'expliquer par cette simplification, mais cet aspect de la simulation nécessite d'être approfondi plus en détail. Par exemple, il peut être envisagé, pour des simulations futures, soit d'injecter les gouttes au niveau de la section  $6mm$  en utilisant des mesures PDI réalisées en réactif comme conditions aux limites, soit de définir les conditions initiales pour une section plus amont en utilisant une méthode inverse.

## 9.5 Conclusions sur les simulations Euler-Lagrange

Des simulations aérodiphasiques de la maquette mono-secteur ont été réalisées, et ont permis de déployer deux outils pour la modélisation de l'allumage du foyer : une application de cartographie d'allumage à partir d'un champ aérodiphasique figé, et la simulation de la phase de propagation de flamme suite à un dépôt d'énergie représentatif d'une bougie à arc électrique industrielle. Les simulations ont globalement montré un assez bon accord avec les données issues de la banque de données expérimentales collectée sur le banc MERCATO. Il est cependant notable que la cinétique chimique utilisée, basée sur un modèle de combustion turbulente, a tendance à surestimer la vitesse de propagation de la flamme au foyer. Des efforts pourront être entrepris dans le futur, afin par exemple de tester une cinétique chimique prenant en compte l'équilibre chimique au niveau du front de flamme.

Concernant la simulation stationnaire de l'écoulement réactif, l'accord entre simulation et expérience nécessite encore des améliorations. Dans un premier temps, il sera nécessaire d'analyser l'influence des conditions aux limites pour l'injection, par exemple en injectant les gouttes au niveau du gicleur. Dans les simulations proposées, l'injection est réalisée à une certaine distance du gicleur, en considérant les profils mesurés en non-réactif, alors qu'en combustion, l'augmentation de la vitesse de cisaillement entraîne une baisse de la tension superficielle de surface du carburant injecté, et donc une diminution du diamètre des gouttes. En conséquence, l'évaporation des gouttes sera plus rapide, entraînant une augmentation du débit de carburant sous forme gazeuse. Cependant, modifier la position du plan d'injection nécessite cependant la mise en place de méthodes inverses permettant de redéfinir la granulométrie et les vitesses des gouttes injectées selon les mesures PDI.



# Partie V Étude d'un foyer tri-secteur industriel

---

---

# Chapitre 10

## Présentation de la maquette trisecteur

### Sommaire

---

<b>10.1 Enceinte du banc.</b>	<b>206</b>
10.1.1 Carter du tube à flamme	206
10.1.2 Accès optiques	207
<b>10.2 Chambre de combustion.</b>	<b>207</b>
10.2.1 Tube à flamme.	207
10.2.2 Systèmes d'injection et chaîne d'allumage.	208
10.2.3 Instrumentation de la maquette et mise en œuvre.	209
<b>10.3 Conclusion</b>	<b>210</b>

---

La configuration mono-secteur, qui a fait l'objet d'études approfondies sur le banc MERCATO, a permis d'analyser en détail l'allumage d'un secteur de chambre. Cette configuration présente une complexité assez élevée, aussi bien sur le plan de la simulation numérique que sur les aspects expérimentaux. Il n'en reste pas moins que les travaux futurs doivent s'orienter sur l'étude de la propagation de la flamme inter-secteurs, aspect peu étudié pour le moment sur des installations de recherche.

Cependant, une géométrie de chambre annulaire rend impossible l'utilisation de techniques de mesure optiques telles que le LDA ou le PDA. De plus, les essais réalisés sur chambre complète nécessitent des installations spécifiques, permettant de reproduire les conditions thermodynamiques (pression, température et débit d'air) en entrée chambre pour divers régimes de fonctionnement. En France, de tels essais sont réalisés sur des bancs industriels ou au CEPr (Centre d'Essais des Propulseurs). Ces essais fournissent des informations essentielles aux motoristes pour optimiser le bon fonctionnement de leurs moteurs. Cependant, le coût de fonctionnement de ces installations est élevé, et leur mise en œuvre complexe, ce qui limite la quantité d'essais possibles.

Au vu de ces contraintes, l'étude de la propagation de flamme ne peut se faire que sur un système plus simple qu'une chambre complète, mais reproduisant ses caractéristiques principales tout en permettant l'utilisation de techniques de mesures non-intrusives. Un des objectifs de ce travail est la mise en place sur le banc MERCATO d'une maquette reproduisant plusieurs secteurs

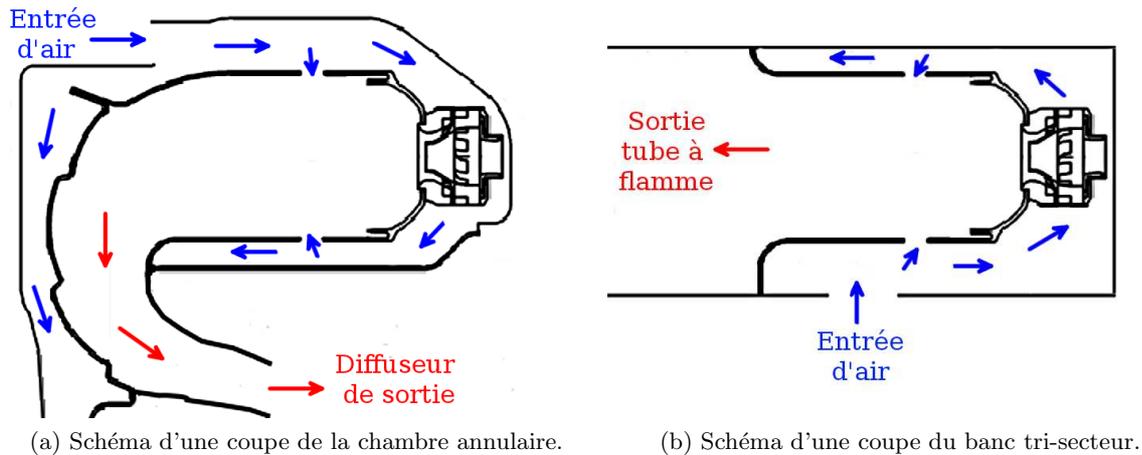


FIGURE 10.1: Schéma en coupe de la chambre annulaire et du montage trisecteur.

d'une chambre industrielle. La géométrie retenue est celle d'un moteur moyenne puissance de TURBOMECA. Dans la continuité des travaux réalisés sur la chambre mono-secteur, cette maquette est équipée d'accès optiques et permet la réalisation d'études approfondies de l'écoulement au sein de la chambre. Le travail sur cette maquette constitue seulement une première étape dans l'étude de ce type de montage. Il s'agit principalement de vérifier que cette maquette reproduit de façon fidèle les performances d'allumage observées sur une chambre annulaire complète.

Ce chapitre décrit la maquette trisecteur qui a été installée et étudiée sur le banc MERCATO. La présentation de cette maquette est organisée autour de ses deux éléments principaux :

1. un boîtier faisant office de carter, et par lequel transite l'écoulement froid ;
2. le tube à flamme, dans lequel s'opère le processus de combustion.

Pour des raisons de confidentialité, les dimensions réelles de la chambre de combustion, ainsi que les détails sur ses performances d'allumage, ne seront pas communiqués dans ce mémoire.

## 10.1 Enceinte du banc.

### 10.1.1 Carter du tube à flamme

Le carter est dimensionné afin de reproduire au mieux l'espacement entre le tube à flamme et le carter du moteur réel. Ceci permet de reproduire au mieux les niveaux de vitesse de l'écoulement en amont de la chambre par rapport à la configuration réelle.

Afin de faciliter le montage de la maquette et l'installation de dispositifs de mesures, l'arrivée d'air est connectée par la partie inférieure de la chambre de combustion, comme indiqué sur la figure 10.1. De fait, la virole externe de la chambre annulaire correspond à la partie basse de la maquette. Dans la suite de ce document, nous conserverons les dénominations viroles internes et externes, faisant référence à la chambre annulaire.

Le montage a été conçu avec pour objectif de disposer d'un moyen d'essai le plus modulaire possible, permettant de tester différentes configurations de chambres aux caractéristiques proches. Dans cette optique, les systèmes d'injection et la bougie sont montés sur un fond de

chambre amovible. Le carter peut ainsi être utilisé pour d'autres configurations. Une pièce servant d'interface entre le carter et la trompe d'aspiration déjà existante a été également usinée.

### 10.1.2 Accès optiques

L'enceinte comporte trois porte hublots : un pour chaque côté de la chambre (accès optique de  $45.5 \times 76 \text{mm}^2$ ) et un pour le fond de chambre ( $40 \times 188 \text{mm}^2$ ). Comme pour la configuration mono-secteur, il est possible de monter des doubles hublots ventilés par un jet d'azote, afin d'éviter les problèmes de condensation lors des essais en air déprimé-froid. Les mêmes matériaux sont utilisés pour les différents hublots, à savoir silice fondue pour le hublot côté chambre, soumis à des hautes températures, et verre pour le deuxième hublot. Une photo de la maquette est présentée figure 10.2, ainsi qu'un schéma éclaté sur la figure E.1 de l'annexe E.

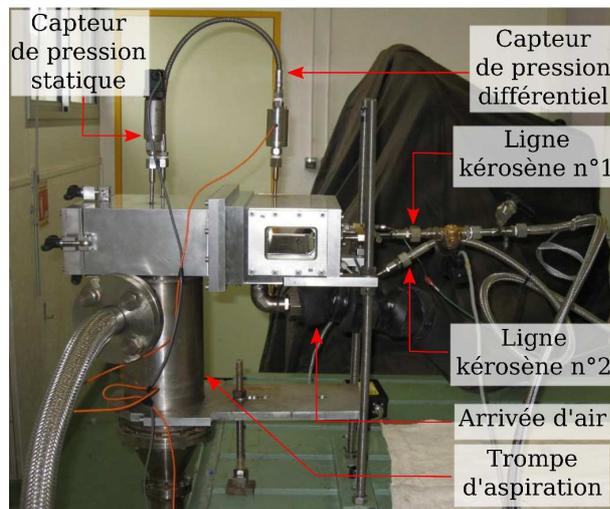


FIGURE 10.2: Photo de la maquette trisecteur montée sur MERCATO.

## 10.2 Chambre de combustion.

### 10.2.1 Tube à flamme.

La maquette est composée d'un secteur de chambre TURBOMECA redressé. La chambre complète (cf figure 10.1) comporte un coude de retournement, qui n'a pas été introduit dans le montage afin de mettre en place un accès optique depuis le fond de chambre. Les perçages du tube à flamme incluent les multi-perforations ainsi que les trous primaires.

Toujours dans un souci de polyvalence de l'installation, le tube à flamme est monté sur une pièce servant de support, connectée au carter. Ce support est facilement démontable et peut être utilisé pour différentes géométries de tube à flamme.

Le tube à flamme a été réalisé par TURBOMECA, selon les mêmes procédés et avec les mêmes alliages que pour une chambre de combustion réelle. Grâce aux films de refroidissement, il peut ainsi supporter des essais longs en combustion. La durée des essais est cependant limitée par la tenue en température de la trompe d'aspiration et de la pièce d'interface, qui ne sont pas

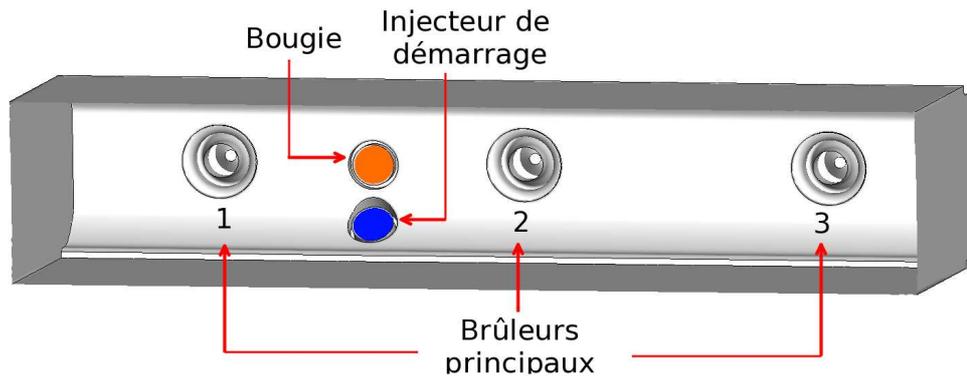


FIGURE 10.3: Schéma du tube à flamme du montage trisecteur.

refroidies. Afin de ne pas endommager ces pièces, et au vu de l'expérience sur le système mono-secteur, la durée maximale des essais a été fixée à une minute.

### 10.2.2 Systèmes d'injection et chaîne d'allumage.

La maquette inclut trois systèmes d'injection principaux, ainsi qu'un injecteur de démarrage et une bougie à arc. Les deux derniers éléments sont coplanaires, et montés à mi-distance entre deux secteurs de chambre. La séquence d'allumage des injecteurs principaux peut ainsi se décrire de la façon suivante. Dans un premier temps, l'injection de carburant est réalisée par l'injecteur de démarrage, et le dépôt d'énergie de la bougie vient enflammer le brouillard entre deux secteurs. Le débit d'air est augmenté afin de simuler une montée en régime du moteur, et ainsi atteindre le point de fonctionnement optimal pour les injecteurs principaux. Le kérosène est alors injecté par ces derniers, ce qui permet à la flamme de se propager sur l'ensemble du tube à flamme.

Le positionnement des différents systèmes peut être réglé au moyen de cales de cuivres. La figure 10.3 présente un schéma du tube à flamme redressé, et permet de situer les systèmes d'injection et la bougie. Par rapport à la maquette mono-secteur, une deuxième ligne d'alimentation en carburant a été ajoutée sur le banc, afin d'alimenter l'injecteur de démarrage. La ligne principale est utilisée afin d'alimenter les trois systèmes d'injection principaux.

Chaque système d'injection principal est composé d'un gicleur à effet de pression, et de deux tourbillonneurs contra-rotatifs (cf figure 10.4). Le spray issu de l'injecteur entre en collision avec le diffuseur, créant ainsi un film liquide. Ce film liquide est atomisé par cisaillement entre les deux écoulements swirlés issus des tourbillonneurs.

Afin d'identifier les différents injecteurs principaux, ces derniers seront numérotés de 1 à 3, en partant de la gauche. Les trois systèmes d'injections sont alimentés par la même ligne de carburant. La subdivision de la ligne est réalisée à l'extérieur de l'enceinte de confinement, afin de faciliter les opérations de maintenance sur l'installation.

L'injecteur de démarrage est composé d'un gicleur à effet de pression, générant un spray en forme de cône creux. Le système est monté sur le fond de chambre côté virole externe, de telle façon que le spray de carburant soit affleurant à la bougie d'allumage. L'allumage du moteur est ainsi facilité. Au début des essais, deux injecteurs de même catégorie ont été testés sur le banc, et leurs courbes caractéristiques pression-débit ont été analysées. L'injecteur retenu est

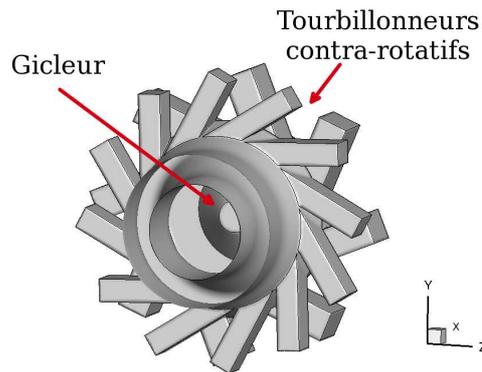


FIGURE 10.4: Schématisation du système d'injection principal de la maquette trisecteur.

celui possédant la perte de charge la plus faible. Les quelques essais d'allumage réalisés avec le premier injecteur ont néanmoins été intégrés à ceux obtenus sur le deuxième injecteur, peu de différences ayant été remarquées. À titre indicatif, les courbes caractéristiques des deux injecteurs sont données en annexe E, figure E.3.

L'allumeur utilisé est une bougie à arc, connectée à un circuit capacitif. La bougie est localisée en fond de chambre, à mi-hauteur de la veine. La fréquence de claquage du dispositif a été mesurée à  $6.4Hz$  par vidéo rapide.

### 10.2.3 Instrumentation de la maquette et mise en œuvre.

Par rapport à la maquette mono-secteur, l'ensemble de l'instrumentation du banc a été conservé, et est géré par le même pilote LABVIEW. Quelques adaptations ont été réalisées afin de permettre de contrôler la deuxième ligne de carburant raccordée sur les injecteurs pilotes (cf figure 10.5).

La prise de pression statique a été placée en aval du tube à flamme, au niveau du raccord à la trompe. La sonde de pression différentielle enregistre la perte de charge de l'écoulement entre deux points, localisés en virole interne pour l'écoulement froid et à la sortie du tube à flamme. Les deux lignes de carburant sont équipées d'une électro-vanne, d'une vanne de régulation, et d'un débitmètre. La ligne n°1 est également équipée d'un thermocouple, et d'un capteur de pression. En effet, la mesure de la pression d'injection nous permet de comparer directement nos résultats aux données fournies par TURBOMECA.

Les conditions de haute altitude sont reproduites à l'aide du même dispositif que pour la maquette mono-secteur, qui a été présenté dans la section 5.1.1. Un autre point important à mentionner est la limite en débit d'air que peut fournir l'installation. Cette limite se situe aux alentours de  $100g/s$  pour des conditions ambiantes. En dépression, la trompe d'aspiration est alimentée également par le même système d'alimentation, abaissant ainsi le débit d'air maximal. Au cours de l'étape de dimensionnement de la maquette, une comparaison des régimes moteurs et des performances du banc MERCATO a été réalisée. Les résultats sont présentés dans le tableau 10.1, le %NG correspondant au pourcentage du régime moteur nominal. Ces résultats montrent que l'installation MERCATO, pour le volume d'une chambre trisecteur de ce gabarit, permet de reproduire des régimes moteur aux alentours de 34 à 46%NG selon l'altitude simulée.

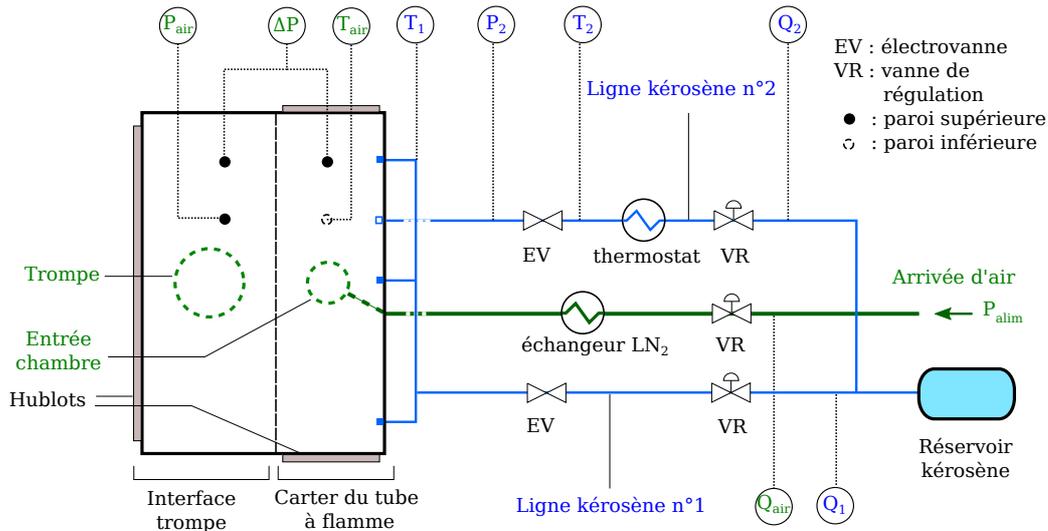


FIGURE 10.5: Schématisation de la maquette trisecteur : lignes d'arrivée d'air et de carburant, instrumentation de la maquette.

Altitude (m)	3000	4500	6000
P (bar)	0.70	0.57	0.47
%NG max	34	38	46

TABLE 10.1: Pourcentage du régime moteur nominal maximal reproduit sur le banc MERCATO pour la maquette trisecteur en fonction de l'altitude. Pour simplification, on considère un débit maximum de 80g/s.

La comparaison à des données d'essais TURBOMECA a montré que ces régimes permettent l'allumage des injecteurs de démarrage et principaux.

### 10.3 Conclusion

Une maquette a été conçue afin de pouvoir étudier de manière fine l'allumage, pour une configuration la plus proche possible d'une chambre de combustion industrielle. Ce chapitre a montré brièvement que quelques adaptations ont été nécessaires par rapport à la géométrie de la chambre réelle en plus de l'ajout de hublots.

Pour les premiers tests réalisés, il est souhaitable de vérifier que ces changements ne modifient pas les performances d'allumage du trisecteur par rapport à ceux de la chambre complète. Par le passé, TURBOMECA a réalisé de nombreux tests d'allumage sur la chambre de combustion réelle. La banque de données existante a été utilisée pour comparaison avec les performances d'allumage obtenues sur la maquette. Par manque de temps, seuls les essais d'allumage de l'injecteur principal ont pu être réalisés sur une gamme de conditions opératoires étendue. Les résultats de ces essais, ainsi que la comparaison des performances d'allumage de la chambre annulaire et du trisecteur font l'objet du chapitre suivant.

# Chapitre 11

## Résultats expérimentaux

### Sommaire

---

<b>11.1 Définitions.</b> . . . . .	<b>211</b>
11.1.1 Domaine d'allumage et de stabilité . . . . .	211
11.1.2 Facteur de charge aérodynamique . . . . .	212
<b>11.2 Performances d'allumage de l'injecteur de démarrage.</b> . . . . .	<b>212</b>
11.2.1 Protocole expérimental . . . . .	212
11.2.2 Conditions opératoires . . . . .	213
11.2.3 Visualisation du phénomène . . . . .	213
11.2.4 Analyse des résultats . . . . .	216
<b>11.3 Allumage des injecteurs principaux.</b> . . . . .	<b>219</b>
11.3.1 Conditions opératoires . . . . .	219
11.3.2 Visualisation du phénomène . . . . .	220
<b>11.4 Application de l'outil de cartographie d'allumage</b> . . . . .	<b>223</b>
11.4.1 Présentation du cas test . . . . .	223
11.4.2 Analyse des résultats . . . . .	224
<b>11.5 Conclusions et perspectives.</b> . . . . .	<b>226</b>

---

Ce chapitre décrit les premières campagnes d'essais réalisées sur la maquette trisecteur installée sur le banc MERCATO. L'objectif est de vérifier que le secteur de chambre redressé reproduit les performances d'allumage obtenues avec la chambre annulaire industrielle. Les résultats des essais sur chambre complète ont été fournis par TURBOMECA. Les premiers tests ont été focalisés sur l'étude de l'allumage et de la stabilité des injecteurs de démarrage pour des conditions de haute altitude. Quelques séquences d'allumage des injecteurs principaux ont été réalisées, mais pour une gamme de conditions opératoire plus restreinte.

### 11.1 Définitions.

#### 11.1.1 Domaine d'allumage et de stabilité

Les essais de certification d'un moteur se divisent en deux catégories : tests des limites d'allumage et tests des limites de stabilité. Les limites d'allumage permettent d'identifier les conditions opératoires pour lesquelles l'allumage de la chambre est possible. Les limites de sta-

bilité caractérisent les conditions pour lesquelles une flamme établie peut se maintenir au sein de la chambre, par exemple lors d'un changement de régime moteur.

En règle générale, les caractéristiques d'allumage d'un moteur sont présentées soit en fonction de la pression chambre et du débit d'air  $Q_{air}$ , soit en fonction d'un facteur de charge aérodynamique  $\Omega$  et de la richesse globale  $\phi_{glob}$ . Pour rappel,  $\phi_{glob}$  représente la richesse globale injectée dans la zone primaire de la chambre, sous forme gazeuse et liquide.

### 11.1.2 Facteur de charge aérodynamique

Les travaux réalisés sur un réacteur homogène prémélangé par Lefebvre (1983), ont dégagé l'influence de deux paramètres fondamentaux : la richesse gazeuse  $\phi_g$  et le facteur de charge aérodynamique  $\Omega$ . Le facteur de charge s'exprime comme :

$$\Omega = \frac{Q_{air}^{prim}}{V_{prim} \cdot P_{air}^{1.8} \cdot \exp\left(\frac{T_{air}}{300}\right)} \quad [kg \cdot s^{-1} \cdot atm^{-1.8} \cdot m^{-3}] \quad (11.1)$$

avec  $V_{prim}$  le volume de la zone primaire.  $T_{air}$  et  $P_{air}$  sont la température et la pression des gaz frais en entrée de chambre.  $Q_{air}^{prim}$  est le débit d'air pénétrant dans la zone primaire. Le facteur de charge caractérise l'écoulement d'air dans la chambre.

## 11.2 Performances d'allumage de l'injecteur de démarrage.

### 11.2.1 Protocole expérimental

L'identification des limites d'allumage est obtenue selon la méthode suivante. Une série d'essais est réalisée en augmentant progressivement le débit d'air d'un test à l'autre. L'injecteur de démarrage est alimenté avec une pression d'injection constante ( $P_{inj} = 12bar$ ), correspondant aux conditions nominales de fonctionnement sur moteur. À débit de carburant constant, l'augmentation du débit d'air a donc un effet double : baisse de la richesse en carburant, et augmentation du facteur de charge aérodynamique. Pour chaque essai, l'allumage est obtenu à l'aide d'une séquence d'étincelles de 2s, soit environ 12 étincelles. Une fois la limite d'allumage identifiée, quelques essais sont réalisés autour des conditions limites afin d'affiner la précision du résultat.

D'autres tests ont été réalisés en faisant varier cette fois le débit de carburant tout en conservant un débit d'air constant. De cette façon, le facteur de charge est maintenu constant, et on cherche à atteindre une limite d'allumage à basse richesse. Ces tests ont été réalisés uniquement pour une pression de 0.6bar et pour un débit d'air, proche de celui correspondant à la limite d'allumage identifiée lors des tests à débit de carburant constant.

La stabilité de la flamme est analysée en partant d'un état de flamme stationnaire, et en augmentant progressivement le débit d'air au cours du même essai. Ceci nécessite la réalisation d'essais en combustion sur une durée assez longue. En effet, une hausse trop brutale du débit d'air a pour effet de déstabiliser la flamme et peut entraîner une extinction prématurée du foyer. Cependant, la durée des essais est limitée à une minute sur ce montage. Par précaution, une

fois une limite d'allumage identifiée, les tests de stabilité sont répétés en diminuant la rampe de débit d'air, ce qui permet de confirmer ou d'invalidier la limite identifiée. Une limite de stabilité est établie si trois tests donnent des résultats identiques.

### 11.2.2 Conditions opératoires

Les essais ont été réalisés à  $(P_a, T_a)$  et en air froid à  $T = -30^\circ C$ ,  $P = 0.6$  et  $0.8bar$ . Lors de la première campagne, le dispositif de refroidissement de carburant n'a pas été utilisé, et le kérosène est injecté dans la chambre sans refroidissement préalable. La température du carburant peut néanmoins descendre à  $0^\circ C$ . En effet, le carter est refroidi par l'écoulement d'air, et les transferts thermiques par conduction vont ainsi diminuer la température de la canalisation à l'entrée de la chambre.

Pour la seconde campagne d'essais, le carburant a été refroidi au moyen du bain thermostaté. Malgré une consigne fixée à  $-30^\circ C$  et l'utilisation d'un isolant sur la ligne de carburant, la température du kérosène en entrée chambre atteint au mieux  $-10^\circ C$  dans cette situation.

Il est également important de noter que le kérosène utilisé lors de notre première campagne d'essais est de type JET-A1, alors que celui pour les essais en carburant refroidi est de type F-34, un kérosène militaire comportant un additif anti-gel, et plus riche en aromatiques que le JET-A1. Ce choix a été fait afin d'éviter un problème survenu lors d'essais similaires sur un autre montage, avec du carburant froid. Lors de ces essais, les orifices d'injection ont été obstrués par des cristaux de glace, vraisemblablement générés par la condensation de l'humidité ambiante entre chaque essai.

Lors des premiers essais, deux injecteurs ont été testés. Par la suite, peu de différences de comportement ayant été observées, l'ensemble des études s'est poursuivi sur l'injecteur possédant la plus faible perte de charge (injecteur n°2). Les essais réalisés avec l'injecteur de démarrage n°1 ont ainsi été intégrés à nos résultats. L'ensemble des conditions opératoires et des tests réalisés est récapitulé dans le tableau 11.1.

Les résultats fournis par TURBOMECA ont été obtenus sur une chambre annulaire, à laquelle le coude de retournement a été ôté. La portion de tube à flamme reproduite sur le trisecteur et celle sur cette chambre sont ainsi identiques. Le carburant utilisé pour ces essais est du JET-A1.

### 11.2.3 Visualisation du phénomène

L'allumage a été filmé à l'aide de la caméra rapide PHANTOM V9.0, avec une cadence d'acquisition de  $1kHz$ . Un exemple de vidéo d'allumage de l'injecteur de démarrage est illustré par la figure 11.1. Le cône du spray de carburant affleurant la position de la bougie, l'allumage est obtenu quasi-systématiquement dès la première étincelle. La stabilisation de la flamme est également très rapide. Ceci peut se vérifier de façon simple. À partir des vidéos d'allumage, le signal de luminance est intégré pour chaque image, ce qui permet de voir l'évolution relative de l'activité de la combustion. Le résultat pour trois conditions opératoires différentes à pression ambiante (cf figure 11.2) montre que l'état stationnaire est obtenu environ  $50ms$  après le début de la séquence d'allumage, donnant une estimation du délai d'allumage de l'injecteur. Il est

### 11.2.3. VISUALISATION DU PHÉNOMÈNE

Pression (bar)	$T_{air}$ (°C)	Type de carburant	$T_{kero}$ (°C)	N° d'injecteur	Type d'essais
1.0	15	JET-A1	20	1	Limites d'allumage
0.8	-30	-	-	-	
1.0	15	JET-A1	20	2	Limites d'allumage et stabilité
0.8	-30	-	-	-	
0.6	-30	-	-	-	
1.0	-30	F-34	-10	2	Limites d'allumage et stabilité
0.8	-	-	-	-	
0.6	-	-	-	-	
0.6	-30	JET-A1	20	2	Limite d'allumage fonction de la richesse
-	-	F-34	-10	-	

TABLE 11.1: Synthèse des conditions opératoires des tests d'allumage et de stabilité de l'injecteur de démarrage sur MERCATO trisecteur.

possible d'évaluer un temps de séjour des gaz dans la zone de combustion primaire, comme :

$$\tau_{sej} = \frac{V_{prim}}{Q_{air}^{prim}} \quad (11.2)$$

À la limite d'allumage, ce temps de séjour est de 9.68 ms, et passe à 11ms puis 21ms pour les débits plus faibles. Ce temps de séjour est du même ordre de grandeur que le délai d'allumage de l'injecteur de démarrage.

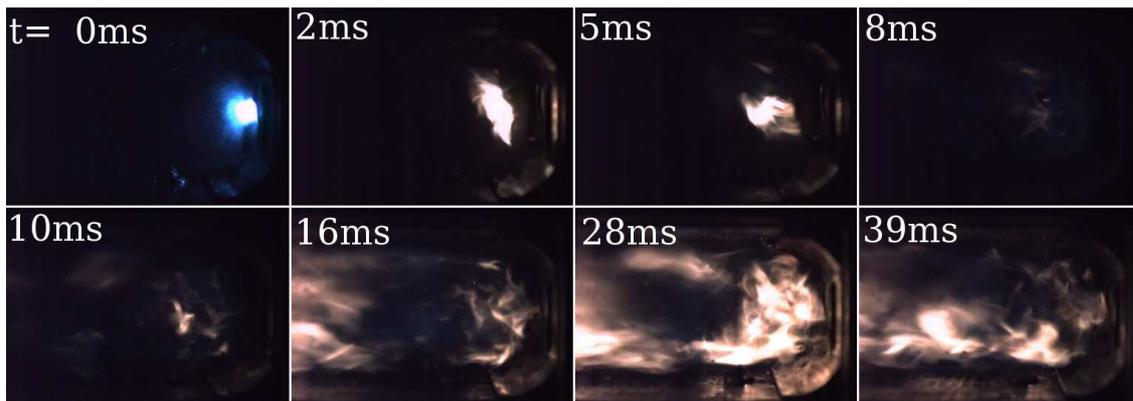


FIGURE 11.1: Séquence d'allumage de l'injecteur principal (vue latérale).

La figure 11.3 montre le signal de luminescence moyenné pour une flamme stabilisée, pour les trois mêmes conditions opératoires. La luminescence a été normalisée par l'intensité maximum obtenue pour ces trois essais. Sur ces images, nous pouvons voir la flamme accrochée sur l'injecteur de démarrage, plus ou moins étendue selon la proximité de la limite d'allumage. Sur le cas à 46% du débit d'air limite, la flamme remonte jusqu'au diffuseur de l'injecteur principal n°2, probablement du fait de l'existence de zones de recirculation. Sur la partie supérieure de

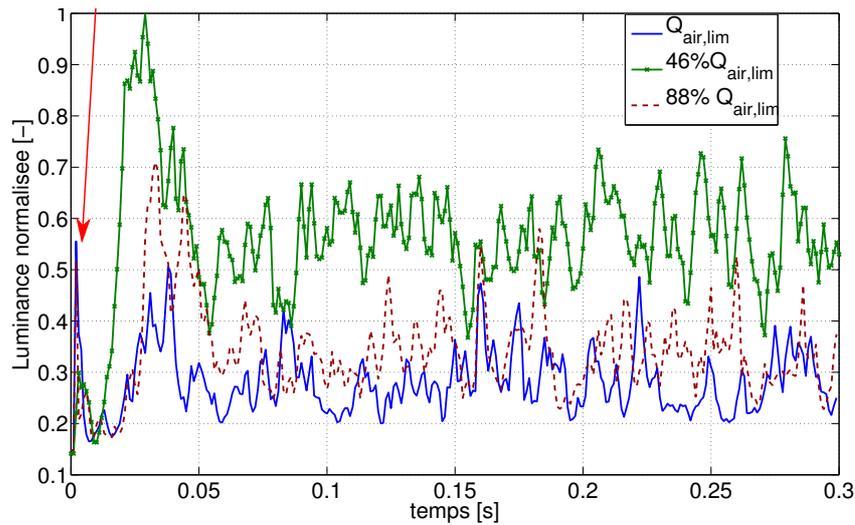


FIGURE 11.2: Luminance intégrée de l'image (vue latérale) pour plusieurs essais à pression ambiante.  $Q_{air,lim}$  représente le débit d'air limite pour l'allumage à  $(P_a, T_a)$ .

l'image, une trainée lumineuse assez faible est visible, partant de la languette de refroidissement de la virole interne vers la sortie du tube. Elle correspond à une flamme apparaissant de manière intermittente. Les images instantanées montrent la formation d'un film liquide au niveau de la languette de refroidissement, qui va libérer des trains de gouttes de carburant par intermittence, et provoquer une combustion riche.

Les acquisitions réalisées par caméra rapide font surtout ressortir les zones de combustion riche, liées notamment aux émissions des suies. Afin d'améliorer la visualisation du phénomène, quelques tests ont été réalisés au moyen de la même caméra rapide, mais en utilisant cette fois un intensificateur de lumière combiné à un filtre interférentiel à bande étroite. La bande passante de ce filtre est centrée sur  $310nm$ , ce qui correspond aux émissions du radical  $OH$ .

Les tests ont été réalisés en conditions ambiantes seulement. En effet, comme pour les objectifs photographiques, les hublots peuvent atténuer fortement le rayonnement dans ultraviolet selon le matériau utilisé. C'est le cas notamment du verre, qui laisse passer environ 30% du rayonnement dans cette gamme de longueur d'onde, alors que la silice l'atténue très peu. Les doubles hublots équipés sur la maquette ne peuvent donc pas être utilisés pour réaliser de bonnes visualisations pour un rayonnement ultra-violet. Il n'est ainsi pas possible d'utiliser efficacement ce dispositif en conditions déprimé froid. Les tests réalisés à l'ambiante ont cependant présenté un autre problème. Un ruissellement de liquide, correspondant à du kérosène ou de la glace fondue, issu d'essais précédemment réalisés, s'est déposé sur le hublot latéral. Lors du post-traitement des images, il s'est révélé que ce liquide atténue également le rayonnement  $OH$ . Ce film liquide est malheureusement localisé au niveau de l'injecteur de démarrage, ce qui empêche de réaliser des visualisations correctes de la flamme. Quelques exemples des images obtenues sont présentés dans l'annexe E.

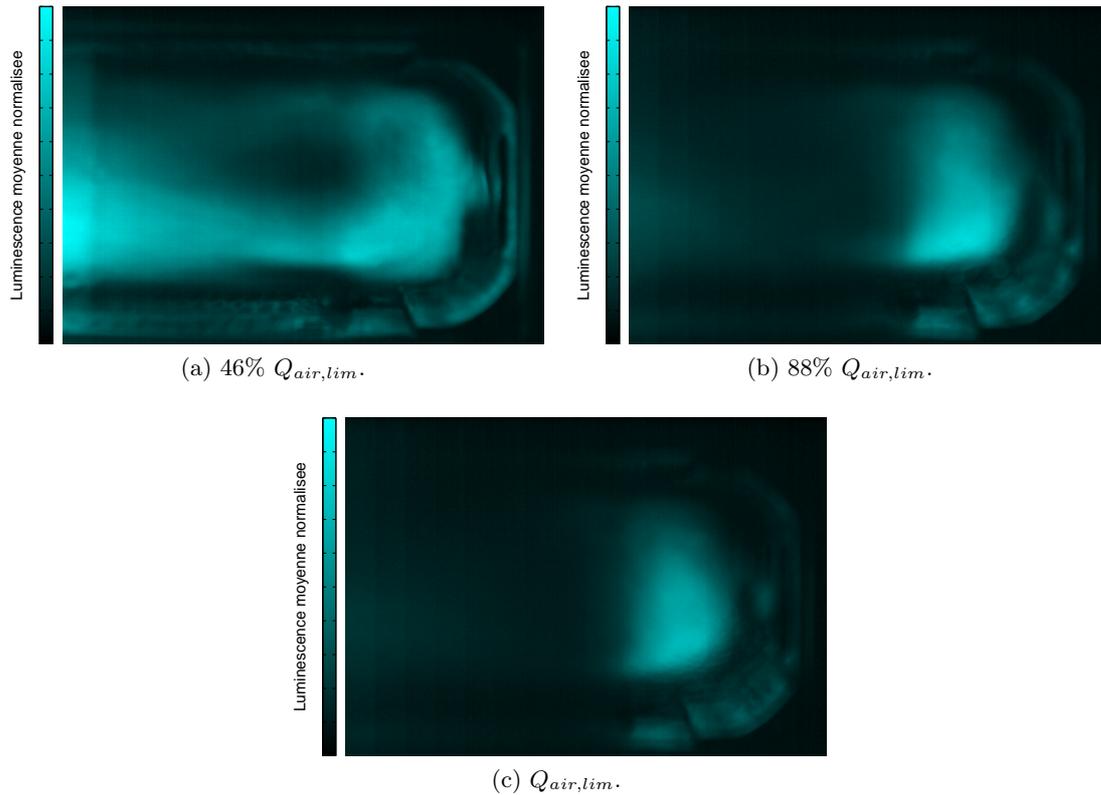


FIGURE 11.3: Luminance moyennée pour trois conditions d'essais à pression ambiante.

## 11.2.4 Analyse des résultats

Les performances d'allumage de la maquette trisecteur ont été comparées à celles de la chambre annulaire complète sur les figures 11.4 et 11.5. Ces mêmes résultats ont été synthétisés en fonction de la richesse globale et du facteur de charge aérodynamique sur la figure 11.6. Les plages d'allumage et de stabilité sont présentées sur les mêmes figures, mais seront commentées successivement. Les résultats présentés dans ce mémoire ont été adimensionnés par souci de confidentialité, notamment pour les débits d'air et facteurs de charge. Les essais TURBOMECA utilisés pour comparaison, ont été réalisés avec du JET-A1, pour une chambre annulaire sans coude de retournement.

### 11.2.4.1 Domaine d'allumage

Les essais réalisés avec le carburant JET-A1 montrent un bon accord avec les résultats fournis par l'industriel. Pour la plage de fonctionnement étudiée, il semble que le domaine d'allumage soit uniquement limité par le facteur de charge, et que l'influence de la richesse soit minime. Il est important de noter que les données ont été comparées à des essais réalisés sans imprégnation des pièces. Cela signifie que le refroidissement de toutes les pièces du banc, incluant la ligne de kérosène, n'est pas parfait, et leur température peut différer de celle de l'écoulement d'air. Pour les essais réalisés avec le JET-A1, la ligne de kérosène secondaire n'ayant pas été refroidie sur MERCATO, cette comparaison peut se révéler pertinente.

Pour les essais réalisés avec le F-34, les limites d'allumage retrouvées sur le trisecteur sont supérieures à ce qui a été trouvé avec le JET-A1, et ce malgré l'utilisation d'un carburant refroidi. Les limites d'allumage et de stabilité de l'injecteur principal trouvées dans ce cas sont supérieures à celles de la chambre annulaire complète. Cette modification des performances d'allumage du banc semble être due à la différence de carburant employé. En toute logique, l'allumage aurait dû être pénalisé par un carburant liquide plus froid, impliquant une vitesse d'évaporation plus lente. Cependant, la différence de composition des deux kérosènes et la présence d'additifs semblent avoir compensé l'effet des basses températures.

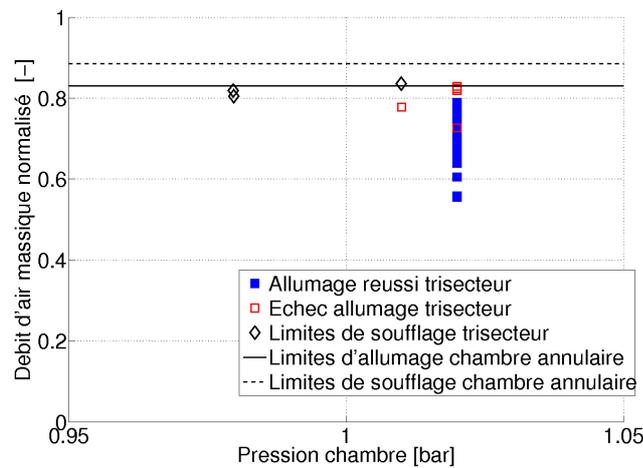


FIGURE 11.4: Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur (conditions ambiantes, carburant = JET-A1).

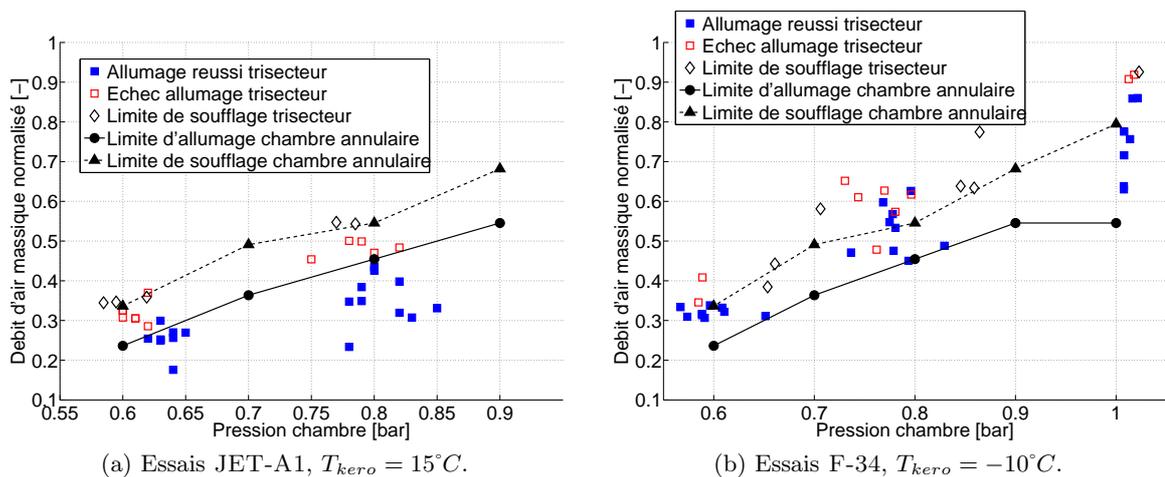


FIGURE 11.5: Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur ( $T_{air} = -30^{\circ}C$ ).

#### 11.2.4.2 Influence du débit de carburant

Pour les deux carburants, ces tests ont été réalisés à  $0.6bar$ , avec un débit d'air constant, en diminuant la pression d'injection. Pour le débit de carburant nominal de l'injecteur, le débit d'air

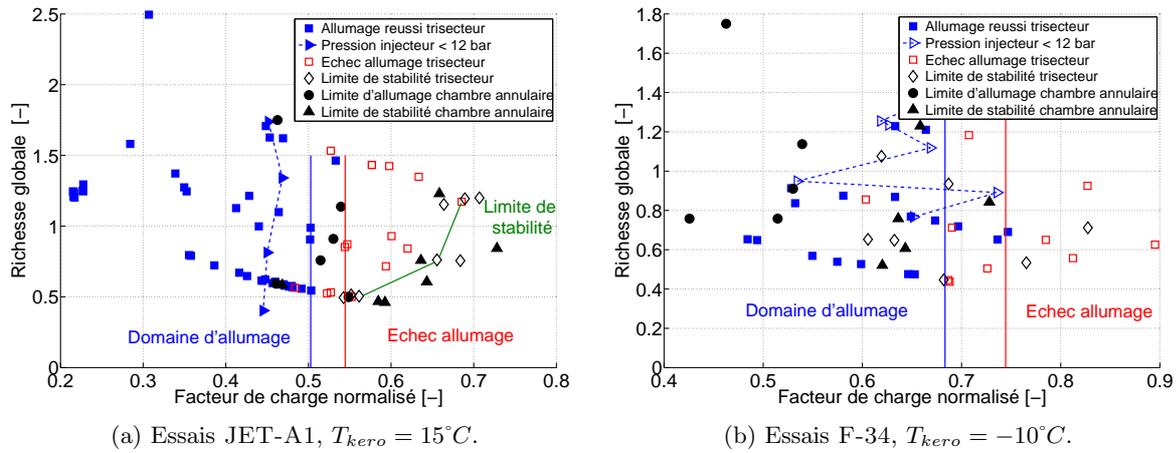


FIGURE 11.6: Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur pour l'ensemble des essais (fonction du facteur de charge aérodynamique et de la richesse globale).

est proche de la limite d'allumage. Pour les essais avec le JET-A1, le débit de carburant injecté a été abaissé de 75% par rapport au régime nominal, contre 40% pour les essais avec le F-34. Malgré une réduction assez importante de la richesse (jusqu'à 0.4 pour le JET-A1), l'allumage est obtenu sur l'ensemble des essais. Les conditions opératoires évoluent en demeurant en dessous de la limite d'allumage fixée par la charge aérodynamique, alors que la limite d'allumage en richesse basse n'est pas atteinte (cf figures 11.6 et 11.7).

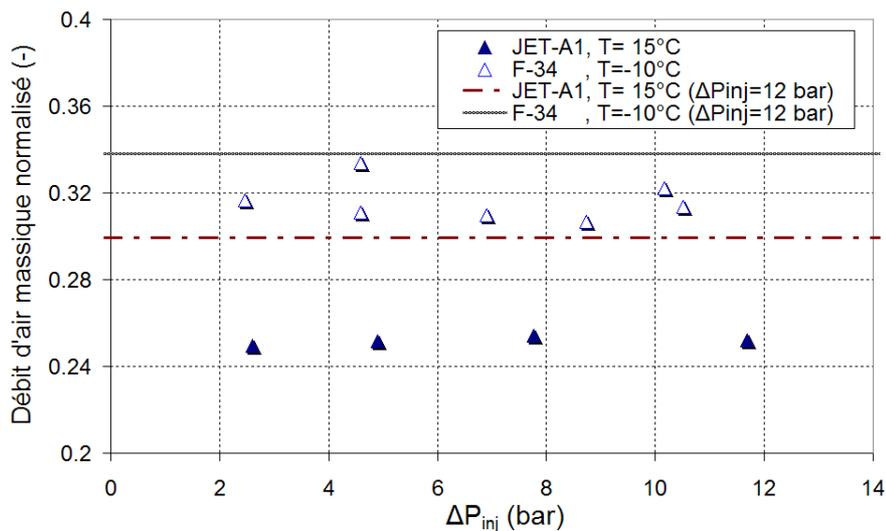


FIGURE 11.7: Essais d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur ( $T_{air} = -30^{\circ}C$ ,  $P = 0.6bar$ ,  $\Delta P_{inj} < 12bar$ ). Les traits correspondent aux limites d'allumage obtenues pour des essais pour une pression d'injection de 12 bar.

### 11.2.4.3 Domaine de stabilité

Comme pour les limites d'allumage, la comparaison des limites de soufflage retrouvées sur MERCATO avec le carburant JET-A1 à celles des essais sur chambre annulaire donne un accord satisfaisant. Les limites d'allumage sont à un niveau plus bas que les limites de stabilité en terme de débit d'air massique, ce qui est un résultat classique. En conditions ambiantes, les limites retrouvées sur MERCATO sont très reserrées, et se situent entre celles retrouvées par TURBOMECA pour les deux positions angulaires. Les limites coïncident presque parfaitement à 0.8bar et 0.6bar. L'un des essais réalisé à 0.6bar a été écarté, à cause d'une rampe de débit d'air trop abrupte provoquant un soufflage précoce de la flamme.

Pour les essais réalisés avec le F-34, le changement de carburant entraîne une augmentation des limites de stabilité en terme de débit d'air. Pour les conditions ambiantes, notamment, un seul test de stabilité a pu être mené à bien, la limite de stabilité se situant aux alentours de 100g/s. Ces conditions sont à la limite des capacités du banc, et il est très difficile de reproduire ces essais correctement. La comparaison des limites d'allumage et de stabilité montre que, contrairement aux essais réalisés avec le JET-A1, les limites d'allumage et de soufflage sont du même ordre de grandeur pour l'ensemble des essais en déprimé froid.

Convertie en facteur de charge, la limite de stabilité présente une allure différente de la limite d'allumage. Alors que cette dernière est à peu près constante sur l'ensemble des conditions opératoires testées, la limite de stabilité montre des fluctuations en fonction de la richesse. Pour les essais réalisés avec le JET-A1, la limite présente l'ébauche d'une courbe en cloche, d'allure semblable à celle observée pour un réacteur homogène, avec un maximum pour une richesse unitaire. Pour le F-34, cependant, l'évolution de la limite de stabilité en fonction de la richesse ne révèle pas de tendance particulière.

## 11.3 Allumage des injecteurs principaux.

L'allumage des injecteurs principaux a été testé sur la maquette trisecteur, à titre d'essais préliminaires pour des campagnes ultérieures. L'objectif est ici de profiter des accès optiques étendus offerts par la maquette, afin de visualiser la phase de propagation de flamme lors d'une séquence d'allumage.

### 11.3.1 Conditions opératoires

Afin de minimiser les problèmes de ruissellement de glace fondue sur les hublots, pouvant gêner les visualisations, les tests ont été réalisés aux conditions atmosphériques. La séquence d'allumage se déroule à débit d'air constant selon les étapes suivantes :

1. carburation d'un secteur de chambre par l'injecteur de démarrage,
2. allumage de l'injecteur de démarrage par une séquence d'étincelles,
3. après coupure du système d'alimentation de la bougie, injection du carburant sur les injecteurs principaux,
4. fermeture de la vanne d'alimentation de l'injecteur de démarrage.

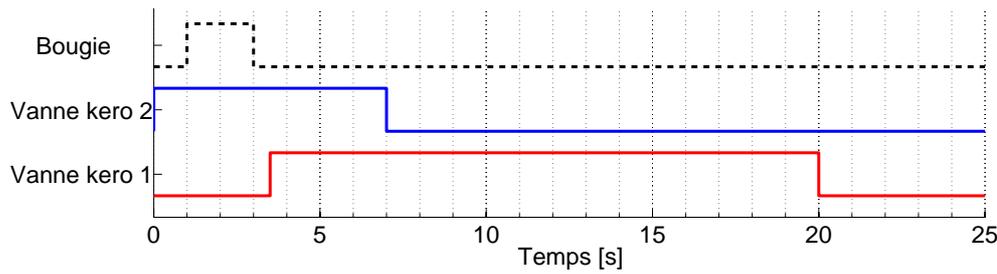


FIGURE 11.8: Chronogramme des essais pour l'allumage des injecteurs principaux (vanne kéro n°1 : injecteurs principaux, vanne kéro n°2 : injecteur de démarrage).

Le chronogramme de la séquence d'essais est résumé sur la figure 11.8.

Deux débits d'air différents ont été testés. Le premier se situe en dessous des limites de stabilité de l'injecteur principal définies d'après des essais sur chambre annulaire. L'allumage a néanmoins été possible en augmentant la richesse totale injectée à un niveau de 1.7. Mais pour ces conditions, le ruissellement de kérosène et les émissions des suies dégradent la bonne visualisation de la flamme. Ces essais nous ont néanmoins permis de constater le bon fonctionnement de l'installation pour une séquence d'évènements plus complexe. À la suite de ces tests, le débit d'air a été augmenté en limite des plages d'allumage de l'injecteur de démarrage et des injecteurs principaux. Dans ces conditions, il est possible d'allumer les injecteurs avec une richesse comprise entre 0.6 et 0.9.

Les visualisations de l'allumage des injecteurs présentées dans ce mémoire ont été réalisées pour ces dernières conditions. Le débit d'air, normalisé selon la même méthode que dans la section 11.2.4, est de 0.6. La perte de charge, normalisée par la pression de la chambre ( $\Delta P/P$ ), est égale à 0.032. La fréquence de la caméra rapide a été réglée sur  $200\text{Hz}$ . Les vues de côté n'ont pas donné de résultats probants : malgré plusieurs angles de prise de vue testés, il est difficile de distinguer la flamme d'un injecteur par rapport à son voisin. De plus, la forte ouverture du spray de carburant entraîne la formation d'un film de ruissellement sur les hublots, qui gêne énormément à la bonne visibilité. Seules les vues obtenues par le fond de chambre ont été exploitées.

### 11.3.2 Visualisation du phénomène

Un exemple de séquence d'allumage des injecteurs principaux, ainsi que les mesures des débits de carburant répartis selon les systèmes d'injection, est montré sur la figure 11.9. La richesse globale pour les injecteurs principaux est ici de 0.65. Afin de suivre la propagation de la flamme d'un secteur à l'autre le long des différents systèmes d'injection, un suivi de la luminance de la flamme, intégrée sur chaque demi-secteur de la chambre, a été réalisé. Le signal capté, aussi bien pendant l'allumage de l'injecteur de démarrage que des brûleurs principaux, correspond principalement à une flamme jaune riche. Sur les images, les demi-secteurs sont identifiés, de la gauche vers la droite, par les lettres A à F (cf figure 11.10).

La figure 11.10 présente les résultats obtenus par cette analyse. Pour  $t = 3.25\text{s}$ , la flamme est accrochée sur l'injecteur de démarrage, et est visible sur les secteurs B, C, avec une faible activité de la combustion sur le secteur D. L'injection sur les systèmes principaux démarre vers

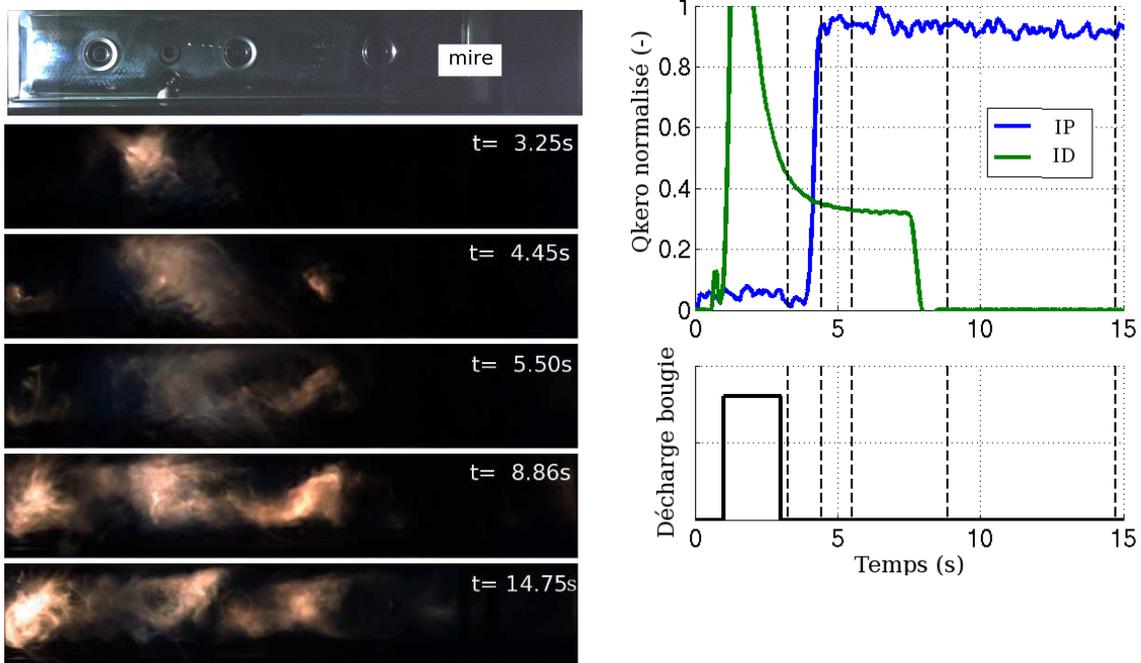


FIGURE 11.9: Exemple de séquence d'allumage des injecteurs principaux sur la maquette tri-sector ( $\phi_{glob} = 0.65$ , IP = injecteur principal, ID = injecteur de démarrage).

$t = 3.87s$ . Une flamme apparaît alors quasi-immédiatement sur les secteurs D, et avec un léger décalage sur le secteur E. Le temps de séjour d'une particule fluide dans la zone de combustion primaire, estimé à partir du débit massique et du volume de la zone, donne une valeur aux alentours de  $12ms$  (cf équation 11.2). L'allumage d'un secteur étant piloté par la propagation des gaz chauds inter-secteurs, il est raisonnable de supposer que le délai de propagation de la flamme d'un secteur à l'autre est du même ordre de grandeur que le temps de séjour des gaz chauds dans la zone primaire. L'estimation de ce délai est compatible avec nos observations.

Le débit de carburant est stabilisé pour  $t = 4.89s$ , mais l'intensité des émissions dans le visible continue d'augmenter jusqu'à  $t = 7s$ . Durant cette période, on observe une large flamme s'étendant sur les sections B, C et D. Cette flamme riche résulte de l'addition des débits issus des systèmes d'injection de démarrage/principaux. Il est difficile de localiser exactement la position de la flamme à cause de la profondeur de champ importante, mais la flamme observée semble localisée bien en aval dans l'écoulement, vers l'extrémité du tube à flamme. On observe que par intermittence, la flamme pénètre dans la trompe d'aspiration. Enfin, après que le débit ait été coupé sur l'injecteur de démarrage, un état stationnaire est atteint pour  $t = 7.5s$ .

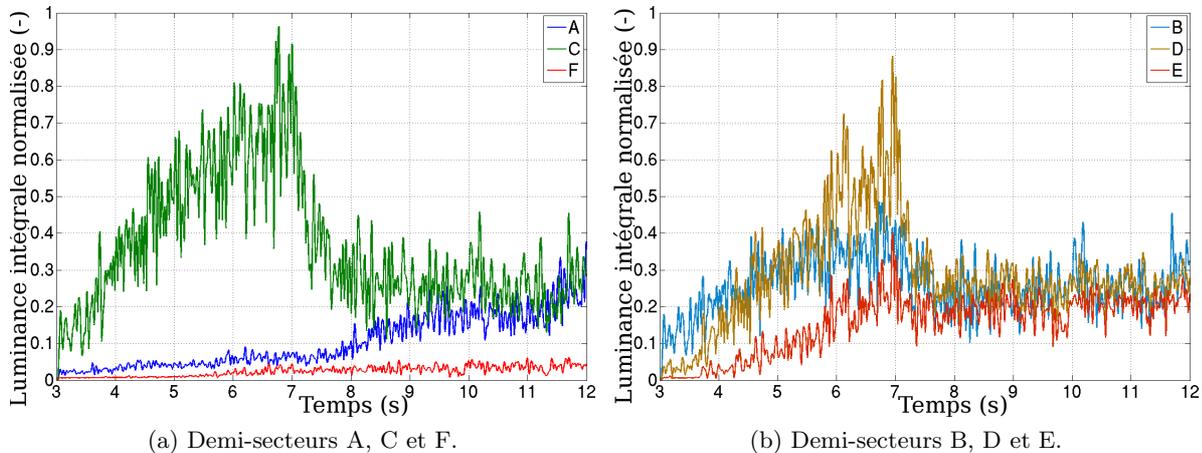
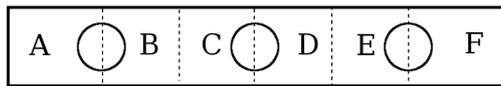


FIGURE 11.10: Allumage des injecteurs principaux : signal de luminance intégrale pour chaque demi-secteur de chambre.

Les visualisations montrent que l'activité de la combustion est plus importante dans les zones inter-secteurs. Ce résultat est bien visible à partir d'une image moyennée de la flamme (cf figure 11.11). Cette constatation se justifie par le fait que cette zone voit arriver le carburant issu de deux injecteurs voisins, et est donc particulièrement riche en carburant par rapport au reste de l'écoulement.

L'analyse de la luminance de la flamme montre également l'existence d'effets de bord dans les sections A et F. Dans la section A, une flamme plus lumineuse et plus riche semble s'installer, alors qu'à l'inverse l'activité de la combustion est très faible au niveau de la section F. L'ex-



FIGURE 11.11: Luminance moyennée de la flamme, carburation des injecteurs principaux seuls (vue du fond de chambre).

plication de ce phénomène réside dans la géométrie de la chambre, qui n'est pas parfaitement symétrique. Cette dissymétrie se répercute sur l'écoulement de l'air au sein de la chambre, et sur la richesse locale en carburant, d'où des tendances complètement différentes d'un côté à l'autre de la maquette.

## 11.4 Application de l'outil de cartographie d'allumage

Dans le cadre de ce travail de thèse, l'outil de cartographie d'allumage présenté dans la section 4.2.1 a été appliqué à partir d'une simulation aérodynamique du montage trisecteur, réalisée en interne à TURBOMECA. L'objectif est de tester cet outil pour des conditions opératoires étudiées expérimentalement. Le cas test sélectionné présente des conditions favorables pour l'allumage de l'injecteur de démarrage. Un second calcul était initialement prévu pour un point de fonctionnement hors domaine d'allumage, mais n'a pas pu être réalisé faute de temps.

### 11.4.1 Présentation du cas test

Le champ aérodynamique moyen a été simulé à l'aide du code AVBP, pour des conditions de pression et température ambiante. Le calcul a été réalisé par LES selon une approche Euler-Euler. Le brouillard de carburant est représenté par une distribution en taille monodisperse. Le domaine de calcul inclut le tube à flamme ainsi que la trompe de sortie, le passage de l'air entre le carter et le tube à flamme n'étant pas simulé.

Les critères de formation et propagation du noyau sont appliqués comme décrit précédemment. Le critère de propagation de flamme nécessite cependant d'analyser la géométrie de la chambre. L'allumage nécessite que le noyau chaud remonte vers l'injecteur de démarrage. Or, l'axe de ce dernier est incliné par rapport à l'axe de la chambre. La vitesse locale de l'écoulement est utilisée pour calculer  $P_{up,axi}$  comme :

$$P_{up,axi} = P(S_T > \vec{V}_g \cdot \vec{n}) \quad (11.3)$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur unitaire. Afin d'appliquer notre critère de propagation de flamme, la chambre de combustion est divisée en deux parties : une zone proche injecteur (zone 1), pour laquelle  $\vec{n} = \vec{n}_1$  est l'axe de l'injecteur, et une zone plus en aval (zone 2), pour laquelle  $\vec{n} = \vec{n}_2$  est l'axe de la chambre de combustion (cf figure 11.12).

La chaîne d'allumage n'ayant pas été caractérisée en détail, les paramètres pour la simulation de noyau d'allumage (rayon du noyau, température initiale...) sont pris identiques à ceux utilisés pour l'application sur chambre mono-secteur, à savoir  $r_1 = 5.1mm$ ,  $T_1 = 3500K$ . La durée de la simulation de noyau est également fixée à une milliseconde. L'analyse de l'allumage de

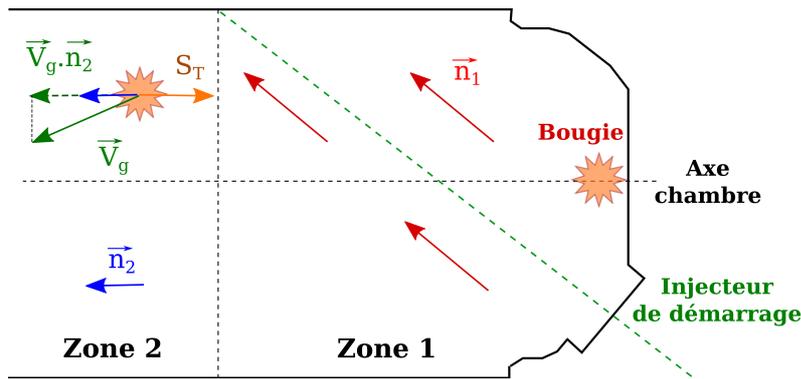


FIGURE 11.12: Cartographie d'allumage sur trisecteur : calcul du critère de propagation de la flamme selon la position du dépôt d'énergie dans la chambre.

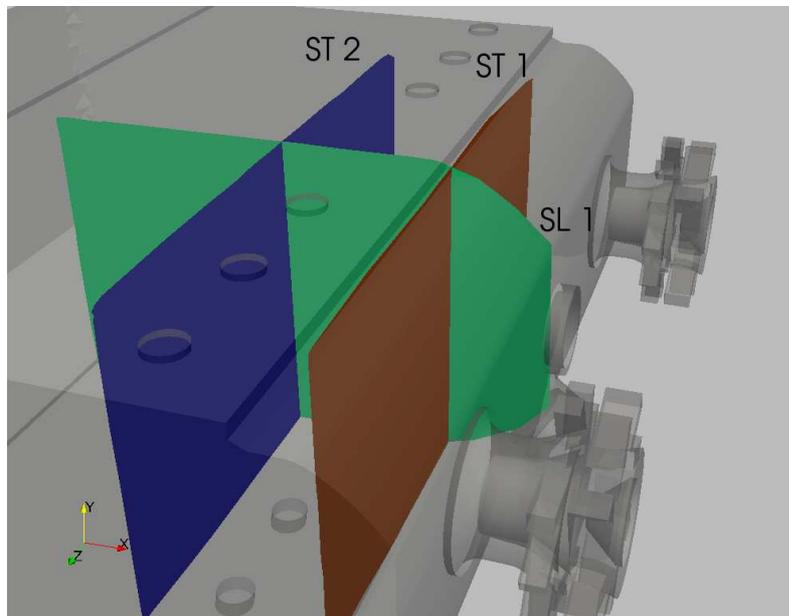


FIGURE 11.13: Position des sections pour l'étude de cartographie (ST : section transversale, SL : section longitudinale).

la chambre est réalisée pour une section longitudinale, coplanaire à l'injecteur (SL 1), et selon deux sections transverses, localisées en aval et en amont des trous primaires (ST 1 et ST2). Ces sections sont repérées sur la figure 11.13.

## 11.4.2 Analyse des résultats

L'analyse des critères n°1 et n°2 concernant l'allumage du noyau et son expansion initiale ne révèle pas de positions défavorables à l'allumage au sein de ce secteur de chambre. Le carburant étant très dispersé au sein du foyer, la fraction massique moyenne de liquide est suffisante pour permettre l'allumage sur l'ensemble du champ testé, ainsi qu'une augmentation de la taille du noyau de plus de 20%. Le facteur discriminant semble ici être la propagation du noyau d'allumage vers le système d'injection. Pour chaque section testée, les résultats présentés ici se résument dont à la carte de probabilité de propagation (critère n°3), puis au nuage de sphères d'allumage

avec élimination des sphères d'après ce critère.

Pour la section longitudinale SL1, l'application de l'outil est présenté sur la figure 11.14. Une discontinuité du profil de probabilité de propagation est présente, au niveau du raccord entre les deux zones, plus marquée au niveau de la partie inférieure de la veine. Au niveau de la zone 1, cette figure montre des zones de propagation plus favorables, notamment au sein de la zone primaire, à proximité de la bougie d'allumage. Cette observation est cohérente avec les visualisations d'allumage présentées sur la figure 11.1. Le noyau créé est convecté à une courte distance de la paroi, où il se stabilise, avant d'enflammer le brouillard de kérosène. La zone pour laquelle le noyau se stabilise correspond à celle pour laquelle  $P_{up,axi}$  est élevée, étayant la validité de cette approche.

Finalement, le critère de propagation permet d'éliminer des zones localisées en virole interne (paroi supérieure de la maquette), ainsi que quelques zones situées en virole externe. Plus en aval, dans la zone 2, les positions de bougie favorables à l'allumage se raréfient de plus en plus à mesure de l'éloignement du système d'injection.

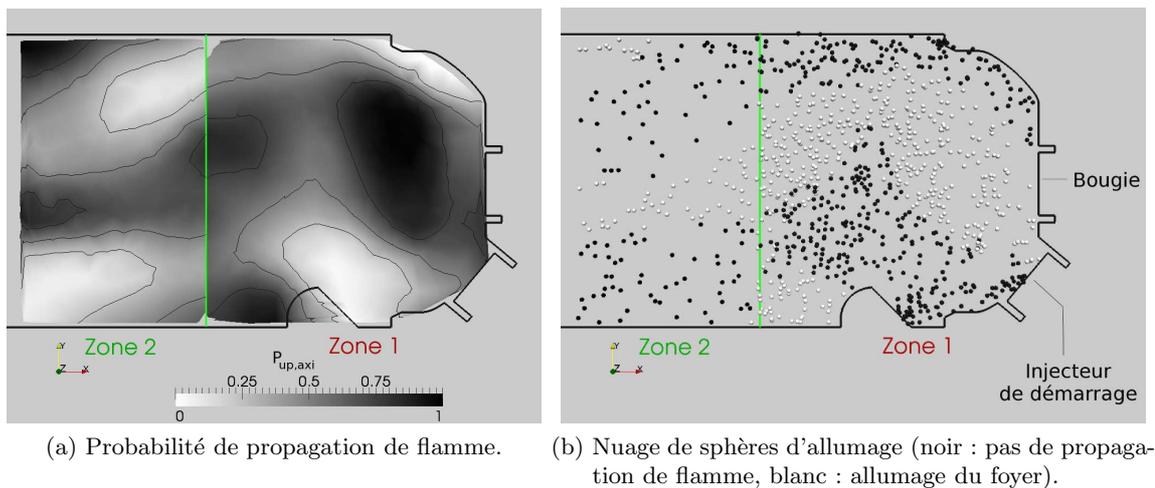


FIGURE 11.14: Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section longitudinale (SL 1).

Selon la première coupe transverse (cf figure 11.15), la probabilité de propagation du noyau est également plus élevée au niveau de la mi-hauteur de veine. Les zones de faible probabilité d'allumage correspondent au jet d'air issu de l'injecteur, et dans la partie supérieure de la veine, à un film de refroidissement générant une forte vitesse pariétale. Sur les côtés, la probabilité d'allumage est également élevée, mais doit être interprétée avec précaution. En effet, les limites de ce secteur correspondant à la position des injecteurs principaux, la structure de l'écoulement peut se révéler très complexe. Le noyau peut en effet être entraîné loin de l'injecteur, dans un mouvement latéral généré par le swirl.

Pour la seconde section transverse, la probabilité de propagation de flamme maximale est moins élevée que pour la première section, mais permet tout de même la remontée de la flamme vers l'injecteur. Le profil présenté ici est très différent du précédent, la zone de faible probabilité se situant dans l'alignement de l'injecteur, sur une partie de la hauteur de la veine. De part et d'autre, la probabilité de propagation est plus importante.

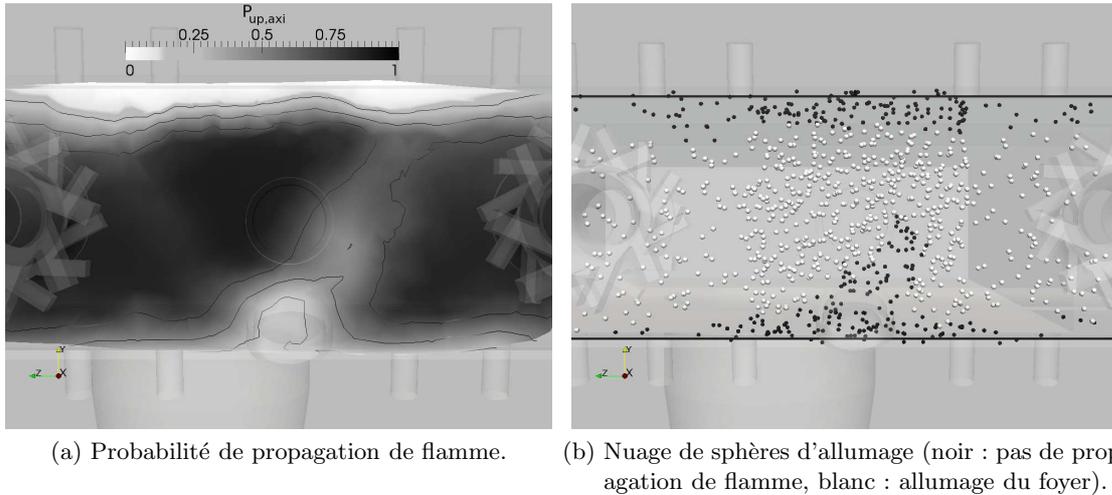


FIGURE 11.15: Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section transversale amont (ST 1).

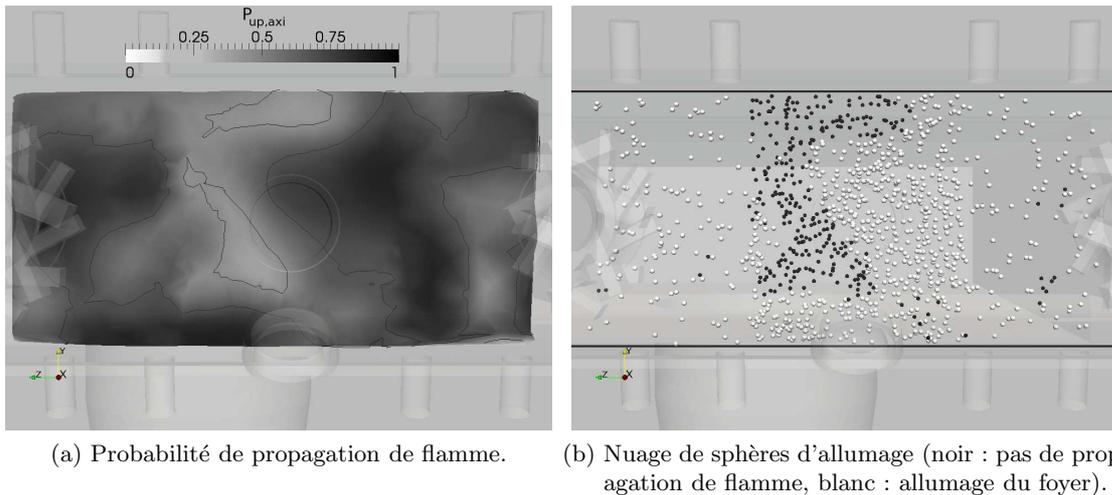


FIGURE 11.16: Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section transversale avale (ST 2).

## 11.5 Conclusions et perspectives.

Les premiers tests ont permis de montrer que la maquette trisecteur installée sur la veine MERCATO, reproduit correctement les performances d'allumage pour l'injecteur de démarrage, en conditions ambiantes et en déprimé froid. Pour ce type d'injecteur la limite d'allumage est essentiellement dépendante du facteur de charge aérodynamique, qui est quasiment constante sur la gamme de conditions opératoires explorée. La limite de stabilité semble en revanche plus dépendante de la richesse globale injectée. Les essais réalisés avec un carburant différent ont également permis de voir l'influence de la composition du carburant sur les performances d'allumage de la chambre, l'utilisation du F-34 par rapport au JET-A1 modifiant de manière significative les résultats des essais.

L'outil de cartographie d'allumage développé au cours de cette thèse a également été appliqué à partir d'une archive LES moyennée, afin de prévoir l'allumage de l'injecteur de démarrage.

Seulement un calcul réalisé pour des conditions favorables à l'allumage a pu être traité, mais les résultats fournis par cet outil sont en accord avec ceux observés expérimentalement pour la bougie électrique. Un calcul pour des conditions défavorables est également prévu au sein de TURBOMECA, afin de compléter la validation de cet outil.

Pour quelques essais, l'allumage successif des injecteurs de démarrage et principaux a été obtenu avec succès. Ces tests ont permis de réaliser une première observation du phénomène, qui demeure encore qualitative. Dans le cadre d'essais futurs, plusieurs pistes sont à étudier pour améliorer la qualité des acquisitions. L'une des pistes les plus prometteuses consiste à utiliser un intensificateur et un filtre à bande étroite pour isoler la combustion des radicaux OH. Cette méthode peut permettre d'éliminer le signal d'émission des suies, très intense, et d'observer de façon fine la propagation de la flamme d'un secteur de chambre à l'autre.



# Conclusions et perspectives

Ce chapitre propose une synthèse des différents travaux réalisés dans le cadre de cette thèse. Quelques pistes sont également proposées quant à de futures études expérimentales ou numériques concernant l'allumage des brouillards de carburant.

## Caractérisation expérimentale d'une maquette de chambre mono-secteur

Les essais complémentaires réalisés pour la maquette mono-secteur, ont permis d'enrichir la banque de données déjà existante. Grâce à ces données, un cas test de référence a pu être constitué pour la validation de codes de calculs multiphysiques dédiés à l'étude de l'allumage. Il est ainsi possible de valider complètement les différentes étapes de l'allumage, incluant la simulation d'un écoulement non-réactif stabilisé, le régime transitoire d'allumage, et l'état réactif stationnaire, et ce pour les phases liquide et gazeuse.

Des mesures PDI, combinées à un post-traitement permettant d'isoler le signal issu d'un traceur solide de celui des gouttes, ont permis de caractériser le champ de vitesse axiale pour la phase gazeuse en combustion diphasique. Ce résultat est indispensable pour la validation d'un calcul aérodiphasique réactif. Il reste à étendre cette technique à la mesure des deux autres composantes de vitesse pour les mêmes conditions opératoires. La technique PDI a également été utilisée afin de mesurer la granulométrie du brouillard à proximité de la tête d'injection, afin de définir les conditions aux limites pour la phase dispersée.

Les visualisations d'allumage par caméra rapide ont été d'une aide précieuse quant à la détermination des conditions initiales relatives au noyau d'allumage. Elles ont également été utilisées pour identifier des critères locaux pour l'allumage d'un secteur de chambre de combustion. Enfin, des visualisations tomographiques du brouillard, résolues en temps, ont été mises à profit afin de caractériser le couplage entre la phase dispersée et l'instabilité hydrodynamique PVC, et ce pour les différentes phases de l'allumage du foyer.

L'influence du positionnement de la bougie sur les performances d'allumage d'un secteur de chambre avait été démontré par le passé. Les études récentes ont montré que l'allumage d'un écoulement giratoire était également conditionné par des phénomènes instationnaires, selon des modes complexes. De fait, les études à venir pourront se focaliser sur la réalisation d'essais d'allumage phasés sur un phénomène physique particulier, afin d'étudier finement l'influence de l'instant du dépôt d'énergie sur l'allumage. Le PVC semble être un candidat naturel pour ce type d'études.

---

## Modélisation de l'allumage des foyers de chambre de combustion

Le modèle de noyau d'allumage développé par [García-Rosa \(2008\)](#) a fait l'objet de plusieurs développements. Ces modifications concernent d'une part la robustesse des schémas numériques, d'autre part l'implémentation d'une nouvelle cinétique chimique globale à deux étapes pour la combustion du kérosène. Une validation partielle de ce modèle a été proposée à travers plusieurs études paramétriques.

Cet outil a été couplé à des simulations aérodiphasiques, et a fait l'objet de tests à partir de champ moyennés issus de simulations RANS Euler-Lagrange de la veine mono-secteur. Les simulations non-réactives réalisées ont montré l'importance d'une bonne prise en compte des conditions aux limites pour l'injection, ainsi que pour les interactions gouttes-parois en conditions de pression et température ambiantes. Les résultats obtenus ont été validés par rapport à des mesures de vélocimétrie et de granulométrie pour les phases gazeuse et liquide. Un bon accord a été obtenu pour l'ensemble des conditions opératoires testées.

Une première approche consiste à réaliser une cartographie d'allumage d'un secteur de chambre, en utilisant trois critères : un critère sur l'allumage local du mélange, un sur l'expansion d'un noyau laminaire, et le dernier sur la propagation de la flamme au reste du foyer. Ces critères sont cohérents avec les résultats observés à l'aide d'une caméra rapide sur les dix premières millisecondes de l'allumage. Les tests réalisés à partir de champs moyennés issus des simulations de l'écoulement diphasique pour les maquettes mono-secteur et trisecteur, donnent des résultats cohérents avec l'expérience. Notamment, sur le mono-secteur, les zones les plus favorables pour l'allumage sont retrouvées.

La seconde méthode de couplage consiste à réaliser une simulation de noyau d'allumage suivie d'un calcul de propagation de flamme au foyer. Deux simulations instationnaires tridimensionnelles ont été réalisées à l'aide du code CEDRE, pour deux positions différentes de bougie. Pour ces deux cas, l'échec ou la réussite de l'allumage du foyer est consistant avec les performances d'allumage réelles de la maquette.

Dans l'avenir, ces deux outils pourront être déployés à partir de solutions non-réactives calculées par méthode LES. Bien que plus coûteuse en ressources CPU, la modélisation des grandes échelles reproduit bien certaines caractéristiques des écoulements giratoires que ne capture pas la simulation moyenne, et assure une modélisation plus fidèle de la phase de propagation de flamme.

Une amélioration de l'application de cartographie d'allumage est également possible. Par exemple, l'approche proposée ne tient actuellement pas compte des effets de l'étirement de la flamme sur l'allumage. De plus, l'utilisation d'un modèle basé sur un suivi de traceurs Lagrangiens, comme ceux proposés par [Richardson \(2007\)](#) ou [Neophytou \(2010\)](#), devrait améliorer la prédictibilité de l'outil.

---

## Caractérisation expérimentale d'une maquette de chambre trisecteur

Une nouvelle maquette trisecteur a été conçue en collaboration avec TURBOMECA et mise en place sur la veine d'essais MERCATO. Cette maquette est basée sur une géométrie de chambre annulaire, redressée afin d'aménager des accès optiques et permettre l'utilisation de techniques de mesure avancées. Des tests d'allumage de l'injecteur démarrage ont été réalisés en conditions ambiantes et déprimé froid. Les performances d'allumage du trisecteur sont en adéquation avec celles obtenues par TURBOMECA sur une chambre annulaire complète de géométrie identique. Ces résultats montrent que, malgré les adaptations réalisées sur la configuration, une maquette redressée peut être utilisée comme outil de prédimensionnement pour une chambre annulaire industrielle.

Des visualisations d'allumage sont également disponibles afin de valider des simulations instationnaires du phénomène. Des essais de propagation de flamme aux injecteurs principaux ont également été réalisés avec succès. Cependant, une caractérisation expérimentale fine du phénomène reste encore à réaliser. Notamment, la localisation du front de flamme sur les acquisitions peut être améliorée en procédant à un filtrage sur les émissions des radicaux libres  $OH$ .

Enfin, une caractérisation complète de l'écoulement de la maquette trisecteur reste à réaliser, aux moyens de techniques laser. En effet, à l'instar de la maquette mono-secteur, cette chambre peut tout à fait constituer dans l'avenir un cas test de référence supplémentaire pour la validation de simulations multiphysiques.



# Annexes

---

---

## Annexe A

# Cinétique chimique pour la combustion du kérosène

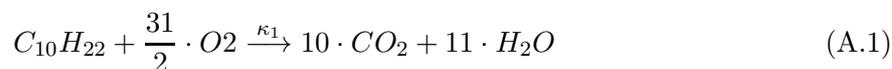
Cette annexe décrit l'ensemble des schémas réactionnels implémentés dans le modèle de noyau d'allumage. Ceci inclut les cinétiques globales à une et deux étapes proposés par [Westbrook et Dryer \(1981\)](#) pour le n-décane, ainsi que la cinétique à deux étapes *2S\_KERO\_BFER*, développée par [Franzelli et al. \(2010\)](#). Les données thermophysiques utilisées sont décrites dans l'annexe [B](#).

### A.1 Cinétique globale pour le n-décane

[Westbrook et Dryer](#) ont proposé deux cinétiques globales, comportant respectivement une et deux étapes, permettant de modéliser la combustion du n-décane  $C_{10}H_{20}$ . Les données relatives aux lois de diffusions étant incomplètes dans les publications sources, celles utilisées dans le code CEDRE leur ont été substituées.

#### A.1.1 Cinétique à une étape

La réaction globale d'oxydation du n-décane correspond au schéma à une étape suivant :



Le taux de réaction pour l'oxydation du n-décane est donné par une loi d'Arrhenius, dont les différents paramètres sont résumés dans le tableau [A.1](#) :

$$\dot{\omega}_1 = A_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_{a1}}{\mathcal{R}T_g}\right) \cdot [C_{10}H_{22}]^{n_{C_{10}H_{22}}} \cdot [O_2]^{n_{O_2}} \cdot [CO_2]^{n_{CO_2}} \cdot [H_2O]^{n_{H_2O}} \quad (A.2)$$

Il est important de souligner que l'unité de la vitesse de réaction  $\kappa$  dépend de la somme des ordres partiels de réaction comme :

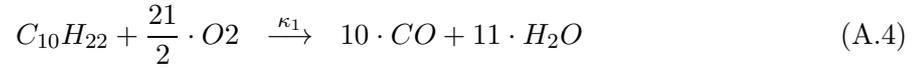
$$[\kappa] = (mol \cdot m^{-3})^{(1-\sum_i n_i)} \cdot s^{-1} \quad (A.3)$$

	$\kappa_1$	
$A_s$	$1.2 \cdot 10^7$	$(mol \cdot m^{-3})^{-0.75} \cdot s^{-1}$
$\beta_s$	0	
$n_{C_{10}H_{22},s}$	0.25	
$n_{O_2,s}$	1.5	
$n_{H_2O,s}$	0	
$n_{CO,s}$	0	
$n_{CO_2,s}$	0	
$E_{a,s}$	126004	J
$T_{a,s}$	15155	K
$\Delta_r H_s^0$	-6349.83	kJ/mol

TABLE A.1: Données du schéma cinétique à une étapes de l'oxydation du  $n$ -decane, d'après Aggarwal (1987).

### A.1.2 Cinétique à deux étapes

La réaction d'oxydation à deux étapes du  $n$ -decane introduit une réaction réversible d'oxydation du monoxyde de carbone, et correspond au mécanisme réactionnel suivant :



Les paramètres des trois loi d'Arrhenius correspondantes sont décrits dans le tableau A.2.

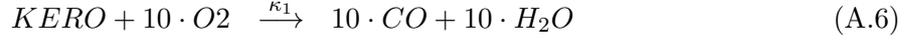
	$\kappa_1$	$\kappa_2^+$	$\kappa_2^-$	
$A_s$	$1.2 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^8$	*
$\beta_s$	0	0	0	
$n_{C_{10}H_{22},s}$	0.25	0	0	
$n_{O_2,s}$	1.5	0.25	0	
$n_{H_2O,s}$	0	0.5	0	
$n_{CO,s}$	0	1	0	
$n_{CO_2,s}$	0	0	1	
$E_{a,s}$	125604	167472	167472	J
$T_{a,s}$	15107	20142	20142	K
$\Delta_r H_s^0$	-3518.29	-283.15	283.15	kJ/mol

TABLE A.2: Données du schéma cinétique à deux étapes de l'oxydation du  $n$ -decane, d'après Aggarwal (1987) (\*  $[A_1] = (mol/m^3)^{-0.75}/s$  et  $[A_2^+] = s^{-1}$ ).

## A.2 Cinétique globale pour le kérosène

### A.2.1 Loi d'Arrhenius

Le schéma cinétique *2S\_KERO\_BFER* proposé par [Franzelli et al.](#) est défini comme :



En comparaison au schéma cinétique à deux étapes proposé par [Westbrook et Dryer](#), une correction est apportée sur l'expression des taux de réaction pour la réaction d'oxydation du *KERO*, et pour la réaction d'oxydation du monoxyde de carbone dans le sens direct.

$$\dot{\omega}_1^{PEA} = f_1(\phi) \cdot \kappa_1 \cdot [KERO]^{n_{KERO}} \cdot [O_2]^{n_{O_2,1}} \quad (A.8)$$

$$\dot{\omega}_2^{PEA} = f_2(\phi) \cdot \kappa_2^+ \cdot [CO]^{n_{CO,2^+}} \cdot [O_2]^{n_{O_2,2^+}} - \kappa_2^- \cdot [CO_2]^{n_{CO_2,2^-}} \quad (A.9)$$

Les deux fonctions de correction  $f_1$  et  $f_2$  ont pour variable la richesse des gaz  $\phi$  avant combustion. Ces deux fonctions sont définies comme suit :

$$f_1(\phi) = \frac{2}{\left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{0,1} - \phi}{\sigma_{0,1}}\right)\right] + B_1 \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{1,1}}{\sigma_{1,1}}\right)\right] + C_1 \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{2,1}}{\sigma_{2,1}}\right)\right]} \quad (A.10)$$

$$f_2(\phi) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{0,2} - \phi}{\sigma_{0,2}}\right)\right] + \frac{B_2}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{1,1}}{\sigma_{1,2}}\right)\right] + \frac{C_2}{2} \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi - \phi_{2,2}}{\sigma_{2,2}}\right)\right] \left[1 + \tanh\left(\frac{\phi_{3,2} - \phi}{\sigma_{3,2}}\right)\right] \quad (A.11)$$

Les coefficients de cette fonction sont résumés dans le tableau [A.3](#).

	$\phi_{0,s}$	$\sigma_{0,s}$	$B_s$	$\phi_{1,s}$	$\sigma_{1,s}$	$C_s$	$\phi_{2,s}$	$\sigma_{2,s}$	$\phi_{3,s}$	$\sigma_{3,s}$
$f_1$	1.173	0.04	0.29	1.2	0.02	7.1	1.8	0.18		
$f_2$	1.146	0.045	0.00015	1.2	0.04	0.035	1.215	0.03	1.32	0.09

TABLE A.3: Coefficients pour les fonctions correctrices de la cinétique d'oxydation du *KERO* proposées par [Franzelli et al. \(2010\)](#).

Les paramètres de la loi d'Arrhenius non corrigés sont résumés dans le tableau [A.4](#).

### A.2.2 Diffusion massique et thermique

Le traitement de la cinétique *2S\_KERO\_BFER* requiert les hypothèses suivantes pour les lois de diffusion :

1. Le nombre de Prandtl est égal à 0.739.
2. Le nombre de Schmidt pour chaque espèce est égal au nombre de Prandtl, ce qui revient

	$\kappa_1$	$\kappa_2^+$	$\kappa_2^-$	
$A_s$	$1.596 \cdot 10^9$	$4.5 \cdot 10^7$	$2.06 \cdot 10^{16}$	*
$\beta_s$	0	0	0	
$n_{KERO,s}$	0.55	0	0	
$n_{O_2,s}$	0.9	0.5	0	
$n_{H_2O,s}$	0	0	0	
$n_{CO,s}$	0	1.0	0	
$n_{CO_2,s}$	0	0	1	
$E_{a,s}$	173752	83736	371440	J
$T_{a,s}$	20898	10071	44674	K

TABLE A.4: Données du schéma cinétique à deux étapes de l'oxydation du *KERO*, d'après [Franzelli et al. \(2010\)](#) (\*  $[A_1] = (mol/m^3)^{-0.45}/s$ ,  $[A_2^+] = (mol/m^3)^{-0.5}/s$ ,  $[A_2^-] = s^{-1}$ ).

à imposer un nombre de Lewis unitaire pour toutes les espèces :

$$Le_i = \frac{Sc_i}{Pr} = 1 \quad \forall i \quad (\text{A.12})$$

Ces hypothèses reviennent à imposer l'équidiffusivité des espèces, soit  $\mathcal{D}_{i,g} = \mathcal{D}_g$ , ainsi que l'égalité entre diffusivité thermique et massique, soit  $\alpha_g = \mathcal{D}_g$ .

### A.2.3 Richesse des gaz sans combustion

Les fonctions de correction  $f_1$  et  $f_2$  dépendent de la richesse des gaz frais avant le passage du front de flamme. Il est important de bien la distinguer de la richesse locale, qui est soumise à d'importantes variations à travers l'épaisseur de la flamme, et ne peut donc être utilisée pour l'estimation des facteurs de correction.

Afin d'estimer la richesse des gaz sans combustion, il est possible d'utiliser un scalaire passif  $\xi_{CH}$ , comme celui proposé par [Bertier et Dorey \(2010\)](#) :

$$\xi_{CH} = \frac{Y_C + Y_H}{Y_C^2 + Y_H^2} \quad (\text{A.13})$$

avec  $Y_C$  et  $Y_H$  les fractions massiques de carbone et d'hydrogène du mélange gazeux,  $Y_C^2$  et  $Y_H^2$  les fractions massique de carbone et d'hydrogène dans le carburant gazeux pur.

Ce scalaire est dit passif, car on peut démontrer qu'il n'est pas consommé par les étapes de réaction chimique. De plus, en supposant l'équidiffusivité des espèces, on peut montrer la relation suivante entre la richesse des gaz frais  $\phi$  et  $\xi_{CH}$  :

$$\phi = \frac{1}{\alpha_s} \frac{Y_F^2 \cdot \xi_{CH}}{Y_{O_2}^1 \cdot (1 - \xi_{CH})} \quad (\text{A.14})$$

## Annexe B

# Données thermophysiques pour la phase gazeuse

Les corrélations implémentées à l'origine pour la diffusion massique et la conduction étaient celles préconisées par [Westbrook et Dryer \(1981\)](#). Cependant, les unités étant incertaines (pas de données dans les autres publications du même auteur), elles ont été remplacées par un jeu de corrélations issues de la base thermodynamique de CEDRE. Ces relations ont l'avantage de rester valables pour les hautes températures (limite de validité à 5000 K).

Un autre jeu de corrélations a été implémenté pour le calcul de la capacité thermique et de l'enthalpie de l'espèce *KERO*, correspondant au format NASA. Ces corrélations sont celles préconisées par [Franzelli et al. \(2010\)](#).

### B.1 Viscosité dynamique

Le calcul des coefficients de transport fait intervenir la viscosité dynamique des espèces. Pour chaque espèce du mélange gazeux, elle est calculée par une loi de Sutherland :

$$\mu_j(T_g) = \mu_j^0 \frac{1 + \frac{T_j^1}{T_j^0}}{1 + \frac{T_j^1}{T_g}} \sqrt{\frac{T_g}{T_j^0}} \quad (\text{B.1})$$

$T_j^0$ ,  $T_j^1$  et  $\mu_j^0$  sont des constantes relatives à l'espèce  $j$ . La viscosité du mélange s'exprime alors grâce à une moyenne de Wilke :

$$\mu = \sum_{j=1}^{N_{esp}} \frac{X_j}{w_j} \mu_j \quad (\text{B.2})$$

avec :

$$w_j = \sum_{k=1}^{N_{esp}} X_k F_{jk} \text{ et } F_{jk} = \frac{\left[ 1 + \sqrt{\frac{\mu_j}{\mu_k} \sqrt{\frac{M_k}{M_j}}} \right]^2}{\sqrt{8 \left( 1 + \frac{M_j}{M_k} \right)}} \quad (\text{B.3})$$

$$(\text{B.4})$$

où  $X_j$  et  $M_j$  sont les fractions molaires et masses molaires de l'espèce  $j$ .

## B.2 Capacité thermique et enthalpie massique

### B.2.1 Corrélations format Cedre

La chaleur spécifique d'une espèce est calculée comme un polynôme de degré 7, fonction de la température :

$$c_{p_j}(T_g) = \sum_{k=0}^7 \frac{c_{p_j}^k}{M_j} \left( \frac{T_g}{T^0} \right)^k \quad (\text{B.5})$$

$T^0$  et  $c_{p_j}^k$  étant des constantes. La capacité thermique du mélange s'écrit alors :

$$c_{p_g}(T_g) = \sum_{j=1}^{N_{esp}} Y_j c_{p_j}(T_g) \quad (\text{B.6})$$

### B.2.2 Corrélations format Nasa pour l'espèce *KERO*

La capacité thermique et l'enthalpie molaire de l'espèce de substitution *KERO* sont données sous forme polynomiale, selon le format NASA. La capacité thermique et l'enthalpie massique s'expriment donc comme :

$$\frac{c_{p_{KERO}}(T_g) M_{KERO}}{\mathcal{R}} = a_0 + a_1 \cdot T_g + a_2 \cdot T_g^2 + a_3 \cdot T_g^3 + a_4 \cdot T_g^4 \quad (\text{B.7a})$$

$$\frac{h_{KERO}(T_g) M_{KERO}}{\mathcal{R}} = a_0 \cdot T_g + \frac{a_1}{2} \cdot T_g^2 + \frac{a_2}{3} \cdot T_g^3 + \frac{a_3}{4} \cdot T_g^4 + \frac{a_4}{5} \cdot T_g^5 + a_5 \quad (\text{B.7b})$$

Les coefficients de ces polynômes dépendent de la température du gaz, et sont donnés dans le tableau [B.1](#).

	$T_g \in [300; 1000]K$	$T_g \in [1000; 5000]K$
$a_0$	-4.15	22
$a_1$	$1.28 \cdot 10^{-1}$	$5.61 \cdot 10^{-2}$
$a_2$	$-1.081 \cdot 10^{-4}$	$-2.09 \cdot 10^{-5}$
$a_3$	$6.53 \cdot 10^{-8}$	$3.57 \cdot 10^{-9}$
$a_4$	$-2.08 \cdot 10^{-11}$	$-2.30 \cdot 10^{-13}$
$a_5$	$-2.83 \cdot 10^4$	$-3.61 \cdot 10^4$

TABLE B.1: Coefficients des polynômes NASA pour l'espèce *KERO*, d'après [Franzelli et al. \(2010\)](#).

### B.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique des espèces est calculée par la loi de Prandtl :

$$\lambda_j = \frac{\mu_j c_{p_j}}{Pr_j} \quad (\text{B.8})$$

où le nombre de Prandtl est considéré constant. La conductivité du mélange se calcule alors comme :

$$\lambda = \mu \sum_{j=1}^{N_{esp}} Y_j \frac{\lambda_j}{\mu_j} \quad (\text{B.9})$$

### B.4 Diffusion massique

Le coefficient de diffusivité moléculaire des espèces se calcule en fonction du nombre de Schmidt comme :

$$\mathcal{D}_j = \frac{\mu}{\rho_g Sc_j} \quad (\text{B.10})$$



## Annexe C

# Critère de propagation de noyau pour un calcul RANS

Un critère simplifié de propagation de flamme au sein d'un foyer de combustion est proposé, afin de déterminer une probabilité d'allumage à partir d'un champ stationnaire (cf section 4.2.1). Ce critère consiste à comparer la vitesse du champ gazeux  $U_{g,axi}$  (composante selon l'axe de l'injecteur), à la vitesse de propagation du front de flamme  $S_T$  :

1. si  $S_T > U_{g,axi}$ , le front de flamme peut se propager en direction de l'injecteur et enflammer le brouillard ;
2. si  $S_T \leq U_{g,axi}$ , la flamme est soufflée vers l'aval de la chambre.

La vitesse de propagation du front de flamme est la vitesse de flamme turbulente. Pour notre application, nous considérons que :

$$S_T = S_L^{st} + \check{u} \quad (\text{C.1})$$

Avec  $\check{u}$  la vitesse RMS du gaz, et  $S_L^{st}$  la vitesse de flamme laminaire à la stoechiométrie. Pour le modèle de turbulence  $(k,l)$ , l'énergie cinétique turbulente  $k$  est égale à :

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\check{u}^2 + \check{v}^2 + \check{w}^2) \quad (\text{C.2})$$

Le modèle de turbulence étant isotrope,  $\check{u} = \check{v} = \check{w}$  on obtient :

$$k = \frac{3}{2} \cdot \check{u}^2 \quad (\text{C.3})$$

ce qui conduit à :

$$\check{u} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (\text{C.4})$$

La vitesse de flamme laminaire est calculée selon la relation suivante (Gu et Woolley, 2001) :

$$S_L^{st}(P,T) = S_L^{st}(P_0,T_0) \cdot \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\alpha_P} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_T} \quad (\text{C.5})$$

avec  $P_0, T_0$  une pression et une température de référence. Les coefficients  $\alpha_P$  et  $\alpha_T$  dépendent de la richesse du mélange. Franzelli et al. (2010) ont réalisé plusieurs calculs de vitesse de flamme

laminaire à l'aide du code CANTERA en utilisant le mécanisme squelettique de [Luche \(2003\)](#) pour le kérosène. La vitesse de flamme laminaire du mécanisme squelettique est approchée par la relation [C.5](#) en utilisant les coefficients suivants :  $\alpha_P = -0.275$ ,  $\alpha_T = 1.9$  pour  $P_0 = 1\text{bar}$  et  $T_0 = 473\text{K}$ .

Afin d'introduire l'effet des instationnarités de l'écoulement sur la propagation du noyau, nous proposons, à partir du champ gazeux stationnaire, de calculer la probabilité  $P(S_T > U_{g,axi})$ . Nous notons que :

$$U_{g,axi} = \bar{U} + \check{u} \quad (\text{C.6})$$

Avec  $\bar{U}$  la vitesse axiale moyenne du gaz. La probabilité  $P(S_T > U_{g,axi})$  peut s'écrire :

$$P(S_T > U_{g,axi}) = P(S_T - U_{g,axi} > 0) \quad (\text{C.7})$$

$U_{g,axi}$  peut être modélisée par une loi normale, de moyenne  $\bar{U}$  et d'écart type  $\check{u}$ .  $S_T$  étant une constante,  $S_T - U_{g,axi}$  obéit également à une loi normale de même écart type et de moyenne  $S_T - \bar{U}$ . Sa densité de probabilité s'écrit :

$$\psi(x) = \frac{1}{\check{u}\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-S_T+\bar{U}}{\check{u}}\right)^2} \quad (\text{C.8})$$

on en déduit :

$$P(S_T > U_{g,axi}) = \int_0^{+\infty} \psi(x) \cdot dx \quad (\text{C.9})$$

Il reste alors à calculer la fonction de répartition de la loi normale, s'exprimant comme :

$$\Phi(s) = \int_{-\infty}^s \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \text{erf}\left(\frac{s}{\sqrt{2}}\right)\right) \quad (\text{C.10})$$

avec  $\text{erf}$  la fonction d'erreur, définie pour  $s > 0$ . Par changement de variable  $t = \left(\frac{x-S_T+\bar{U}}{\check{u}}\right)$ , on obtient :

$$\int_{-\infty}^y \psi(x) \cdot dx = \int_{-\infty}^y \frac{1}{\check{u}\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-S_T+\bar{U}}{\check{u}}\right)^2} dx \quad (\text{C.11})$$

$$= \int_{-\infty}^{\left(\frac{y-S_T+\bar{U}}{\check{u}}\right)} \frac{\check{u}}{\check{u}\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot dt \quad (\text{C.12})$$

$$= \int_{-\infty}^{\left(\frac{y-S_T+\bar{U}}{\check{u}}\right)} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \cdot dt \quad (\text{C.13})$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \text{erf}\left(\frac{y-S_T+\bar{U}}{\check{u}\sqrt{2}}\right)\right) \quad (\text{C.14})$$

On peut donc calculer la probabilité que le noyau soit convecté vers l'injecteur :

$$P(S_T > U_{g,axi}) = \int_0^{+\infty} \psi(x) \cdot dx \quad (\text{C.15})$$

$$= 1 - \int_{-\infty}^0 \psi(x) \cdot dx \quad (\text{C.16})$$

$$= 1 - \frac{1}{2} \cdot \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{-S_T + \bar{U}}{\check{u}\sqrt{2}} \right) \right) \quad (\text{C.17})$$

$$= \frac{1}{2} \cdot \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{-S_T + \bar{U}}{\check{u}\sqrt{2}} \right) \right) \quad (\text{C.18})$$

ou bien en utilisant la fonction erreur complémentaire  $\operatorname{erfc}$ , telle que  $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$  :

$$P(S_T > U_{g,axi}) = \frac{1}{2} \cdot \left( \operatorname{erfc} \left( \frac{-S_T + \bar{U}}{\check{u}\sqrt{2}} \right) \right) \quad (\text{C.19})$$

Visuellement, ce critère est illustré par la figure C.1,  $P(S_T > U_{g,axi})$  représentant l'aire sous la courbe coloriée en vert.

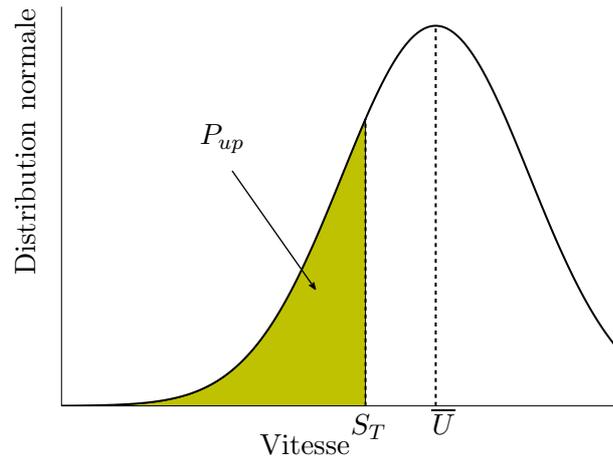


FIGURE C.1: Critère de propagation sur la vitesse axiale du gaz



## Annexe D

# Paramètres des calculs Cedre

Les calculs de la configuration mono-secteur ont été réalisés sur une version développeur du code CEDRE. Cette annexe répertorie les différentes modifications réalisées par rapport aux paramètres par défaut.

### D.1 Schéma d'intégration temporelle

Le tableau D.1 résume les paramètres du schéma d'intégration temporelle, pour les différents calculs. Pour un calcul de flamme stabilisée, ces paramètres restent identiques, mais le pas de temps est abaissé à  $\Delta t = 10^{-6}s$ . Pour un calcul de propagation de flamme, l'option pas de temps local est désactivée sur le premier domaine, comprenant la chambre de combustion et le plenum. Le pas de temps est réglé à  $\Delta t = 10^{-6}s$ , mais peut être abaissé pour des passages difficiles.

Pas de temps	$\Delta t = 10^{-4}s$
Pas de temps local	sur Upoint : interne + limite
Méthode d'intégration	implicite un pas-une étape ( $\theta$ -schéma, avec $\theta = 1$ )
Résolution par méthode itérative GMRES	nombre d'itérations internes = 40 nombre de directions de recherches = 40 convergence des itérations internes = 0.001

TABLE D.1: Paramètres du schéma d'intégration temporelle implicite pour le solveur CHARME, calculs non-réactif.

## D.2 Schéma d'intégration spatiale

Limitation du gradient moyen de maille	Ancienne Type Euler seulement
Gradients moyen de maille	Moindres carrés 5
Flux euler	Limiteur de type Van Leer
Flux numérique	Schéma de Roe

TABLE D.2: Paramètres de discrétisation d'espace pour le solveur CHARME.

## D.3 Conditions aux limites

Les sections suivantes listent les paramètres des différentes conditions aux limites utilisées pour les solveurs CHARME et SPARTE. Les numérotations des type de limite correspondent à ceux des fichiers de mise en données des calculs.

### D.3.1 Solveur Charme

Noms	Type (n°)	Paramètres
ENTREE	Entree-Sortie Etat (4)	subsonique entrant $V = 82.66m.s^{-1}$ $T = 461.3K$ $k = 25.62m^2.s^{-2}$ $l = 0.001m$
SORTIE	Entree-Sortie Etat (4)	subsonique sortant $P = 101325Pa$
PAROIS_1	Paroi (10)	paroi immobile, adiabatique rugosité = 0 turbulent LP1 (basé sur Re)
FOND_CHAMBRE	idem	
PAROIS_2	Paroi (10)	paroi immobile, adiabatique rugosité = 0 turbulent LP1 (basé sur Re)
SORTIE_PART_1	Raccordement (2)	standard
SORTIE_PART_2	Raccordement (2)	standard

TABLE D.3: Conditions aux limites pour le solveur CHARME, calcul point TIMECOP ( $T = 463K$ ,  $P_a$ ,  $WR = 0.426$ ).

Noms	Type (n°)	Paramètres
ENTREE	Entree-Sortie Etat (6)	subsonique entrant $Q = 111.57kg.m^2.s^{-1}$ $T = 293.0K$ $k = 32.165m^2.s^{-2}$ $l = 0.001m$
SORTIE	Entree-Sortie Etat (4)	subsonique sortant $P = 101325Pa$
PAROIS_1	Paroi (10)	paroi immobile, adiabatique rugosité = 0 turbulent LP1 (basé sur Re)
FOND_CHAMBRE	idem	
PAROIS_2	Paroi (10)	paroi immobile, adiabatique rugosité = 0 turbulent LP1 (basé sur Re)
SORTIE_PART_1	Raccordement (2)	standard
SORTIE_PART_2	Raccordement (2)	standard

TABLE D.4: Conditions aux limites pour le solveur CHARME, calcul point de référence ( $T_a$ ,  $P_a$ ,  $WR = 0.6$ ).

## D.3.2 Solveur Sparte

Noms	Type (n°)	Paramètres
ENTREE	Frontière libre (1)	
PAROIS_1	Paroi avec rebond (3)	Cinématique = fixe Modèle de rebond = fusant Coefficient de restitution énergétique = 0.8 $\theta_{min} = 3^\circ$ $\theta_{max} = 25^\circ$
FOND_CHAMBRE	Paroi avec dépôt	
SORTIE_PART_1	Frontière libre (1)	

TABLE D.5: Conditions aux limites pour le solveur SPARTE, calcul point TIMECOP et point de référence(1).

Noms	Type (n°)	Paramètres
ENTREE	Frontière libre (1)	
PAROIS_1	Paroi complexe (3)	Cinématique = fixe Température imposée = 300K Rugosité = 0
FOND_CHAMBRE	Paroi avec dépôt	
SORTIE_PART_1	Frontière libre (1)	

TABLE D.6: Conditions aux limites pour le solveur SPARTE, calcul point de référence(2).



## Annexe E

# Compléments sur la maquette trisecteur

### E.1 Schématisation du tri-secteur

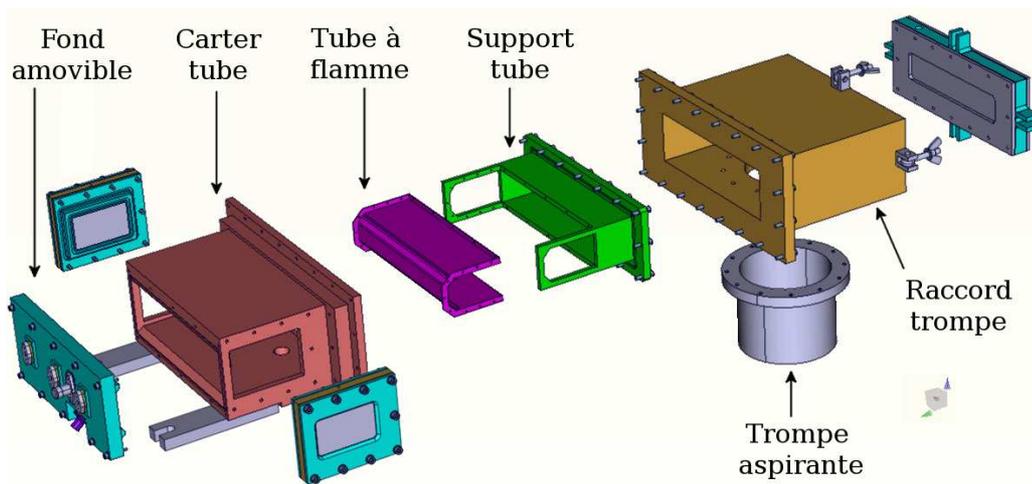


FIGURE E.1: Schéma éclaté de la veine d'essai trisecteur.

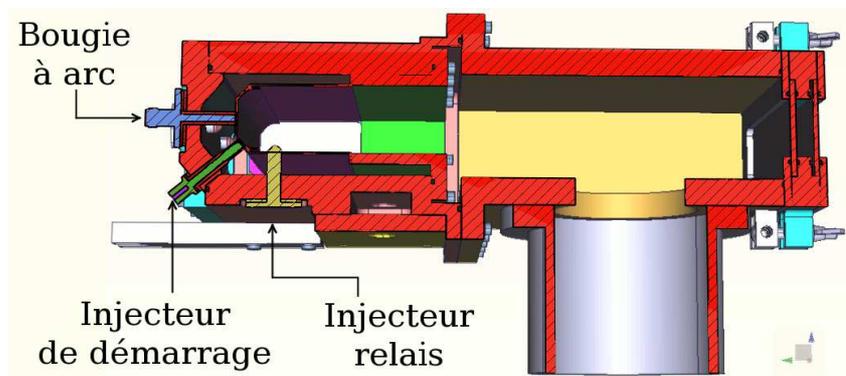


FIGURE E.2: Schéma d'une coupe de la veine trisecteur.

## E.2 Caractéristique de l'injecteur de démarrage

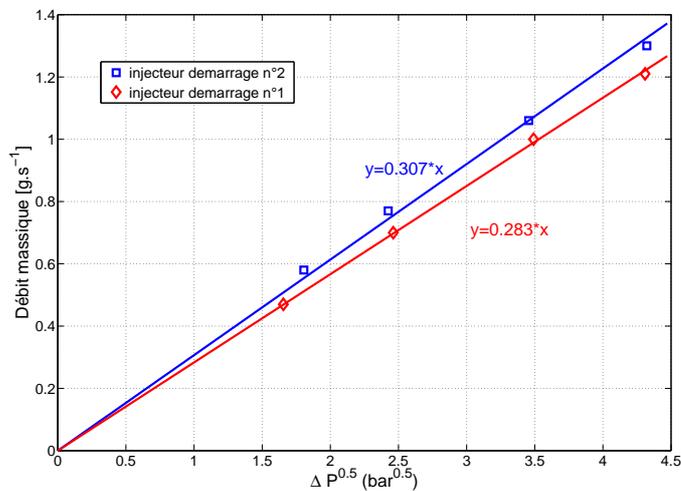


FIGURE E.3: Courbe de débitmètrie de l'injecteur de démarrage pour la maquette trisecteur.

## E.3 Visualisation des émissions $OH$

### E.3.1 Définition de la chimiluminescence

La chimiluminescence, ou émission spontanée spectroscopique des radicaux, apparaît lors de la transition de certaines molécules d'un état excité à leur état fondamental. Ces radicaux sont le plus souvent des espèces issues des réactions intermédiaires dans le processus de combustion. Le tableau E.1, donne des ordres de grandeurs des bandes d'émission des radicaux les plus utilisés pour les diagnostics de flamme, d'après les travaux de Gaydon (1974) sur les émissions de flamme d'hydrocarbures.

Un exemple de spectre d'émission, mesuré par spectroscopie Rayleigh par Smith et al. (2002) pour une flamme de diffusion de méthane, est donné sur la figure E.4. Cette figure montre une évolution des émissions spontanées des radicaux, selon la richesse du mélange. Une diminution de la richesse atténue globalement la densité spectrale d'émission. L'effet est encore plus marqué si on s'intéresse aux émissions de  $CH$  et  $C_2$ , qui deviennent quasi-nulles, alors que le signal  $OH$  reste relativement élevé.

### E.3.2 Visualisation de la flamme sur l'injecteur de démarrage

Pour les régimes de combustion riche, les acquisitions par caméra rapide font ressortir principalement les émissions des suies. Afin d'obtenir des images plus représentatives de la position du front de flamme, il est possible de filtrer les émissions de la flamme au moyen d'un filtre interférentiel à bande étroite. Pour une bande passante centrée sur  $310nm$ , le signal perçu correspond aux émissions du radical  $OH$ .

Radical	Longueur d'onde (nm)	Domaine
$OH$	280-310	UV
$CH$	390	UV
$CH$	430	visible(violet)
$C_2$	470-550	visible (bleu-vert)
$CO_2$	300-500	UV-visible
$HCO$	300-500	UV-visible

TABLE E.1: Bande d'émission des principaux radicaux en combustion pour des flammes d'hydrocarbure, d'après Gaydon (1974).

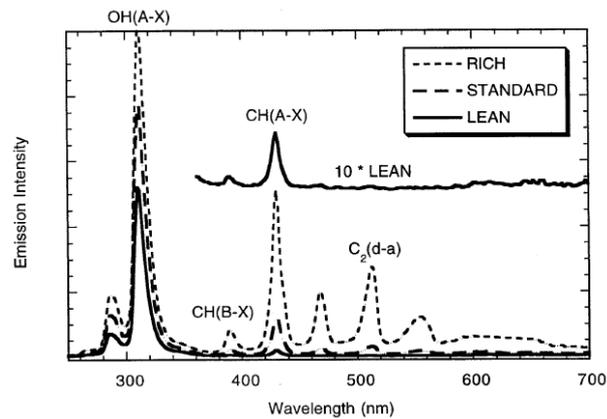


FIGURE E.4: Spectroscopie d'une flamme de diffusion de méthane, d'après Smith et al. (2002), pour trois richesses différentes (0.81, 1.07, 1.28).

Quelques tests de visualisations ont été réalisés en combinant la caméra rapide PHANTOM v9.0 avec un intensificateur de lumière, le système HiCATT de Lambert-Instruments. Ce dispositif détecte la lumière incidente au moyen d'une photocathode, et restitue en sortie une image monochromatique projeté directement sur l'optique de réception d'une caméra. En outre, il possède une bonne sensibilité pour une longueur d'onde de  $310nm$ . Un objectif Nikon spécial ultraviolet a été utilisé, les objectifs standards atténuant fortement le signal des émissions UV.

L'intensificateur est très sensible aux fortes luminosités, qui sont susceptibles d'endommager les capteurs. Il est donc nécessaire d'éviter de l'exposer au flash de la bougie à arc au moment de l'allumage. L'ouverture du shutter est synchronisé avec la prise d'image de la caméra rapide au moyen d'un générateur de signal Stanford-Research, générant un train de signaux TTL. Ce train de signaux est déclenché après le dernier claquage de bougie, ce qui nous permet de capter le signal de la flamme après allumage de la chambre.

Les tests ont été réalisés en conditions ambiantes seulement. En effet, comme pour les objectifs photographiques, les hublots peuvent atténuer fortement le rayonnement dans ultraviolet selon le matériau utilisé. C'est le cas notamment du verre, qui laisse passer environ 30 % du rayonnement dans cette gamme de longueur d'onde, alors que la silice l'atténue très peu. Les doubles hublots équipés sur la maquette ne peuvent donc pas être utilisés pour réaliser de bonnes visualisations du rayonnement ultra-violet. Les tests réalisés à l'ambiante ont cependant présenté un autre problème. Un ruissellement de liquide, probablement du kérosène ou de la glace fondue, issue d'essais précédemment réalisés, s'est déposé sur le hublot latéral. Lors du post-traitement des images, il s'est révélé que ce liquide atténue également le rayonnement  $OH$ . Ce film liquide est malheureusement localisé au niveau de l'injecteur de démarrage, ce qui empêche de réaliser des visualisations correctes de la flamme. Quelques exemples d'images instantanées sont présentés sur la figure E.5.

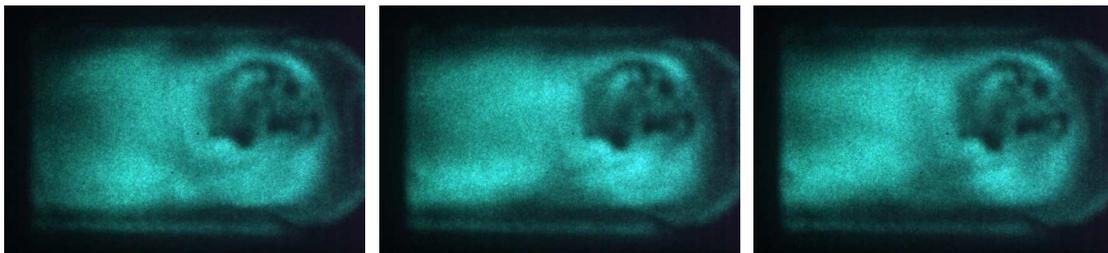


FIGURE E.5: Visualisation des émissions  $OH$  pour la flamme stabilisée sur l'injecteur de démarrage par caméra rapide intensifiée, pour des conditions ambiantes.

# Table des figures

1.1	Altitude de vol maximale moyenne pour plusieurs catégories d'aéronefs. . . . .	4
2.1	Schématisme d'un turboréacteur monocorps-monoflux (d'après <a href="#">US-Department-Of-Transportation</a> ). . . . .	8
2.2	Schématisme d'une chambre de combustion. . . . .	9
2.3	Photographie d'une chambre de combustion annulaire, d'après <a href="#">Mongia</a> . . . . .	9
2.4	Schématismes de deux modèles de chambres annulaires CFM56, d'après <a href="#">Mongia</a> . . . . .	10
2.5	Principes des atomiseurs pressure-swirl, air-blast et centrifuge. . . . .	11
2.6	Schématisme du couple injecteur démarrage/bougie pour une chambre annulaire coudée. . . . .	12
2.7	Évolution de la vitesse axiale, tangentielle, et champ de pression pour un écoulement swirlé, d'après <a href="#">Syred</a> . . . . .	13
2.8	Visualisation du PVC d'après une simulation LES de <a href="#">Roux et al.</a> . . . . .	14
2.9	Caractérisation expérimentale de la forme du PVC et des zones de recirculation centrale pour diverses enceintes de confinements, d'après <a href="#">Valera-Medina et al.</a> . . . . .	15
2.10	Représentation du système LDI, et visualisations tomographiques du brouillard réactif, d'après <a href="#">Cai et al.</a> . . . . .	18
2.11	Chambre de combustion trisecteur caractérisée par <a href="#">Read et al.</a> par LDA et diffusion de Mie (résultats pour une section longitudinale). . . . .	19
2.12	Schématisme d'une bougie à arc, et visualisation des phases d'arc électrique et d'incandescence, d'après <a href="#">Kawahara et al.</a> . . . . .	20
2.13	Évolution de la tension aux bornes des électrodes et visualisations d'un noyau d'allumage par ombroscopie, d'après <a href="#">Eisazadeh-Far et al.</a> . . . . .	21
2.14	Visualisation d'une décharge d'énergie par bougie à arc pour un moteur automobile, d'après <a href="#">Drake et Haworth</a> . . . . .	22
2.15	Énergie minimum d'allumage d'après les résultats expérimentaux et les corrélations de <a href="#">Ballal et Lefebvre</a> . . . . .	23
2.16	Évolution temporelle du rayon du noyau d'allumage pour un mélange pauvre air/propane, et rayon critique, d'après <a href="#">Ko et al.</a> . . . . .	25
2.17	Énergie minimum d'allumage (50% de réussite) pour un écoulement turbulent air/méthane, d'après <a href="#">Shy et al.</a> . . . . .	26

2.18	Énergie minimum d’allumage pour un brouillard de n-décane, en fonction de la richesse liquide $\phi_l$ et du diamètre des gouttes $d_0$ , d’après des simulations numériques de Aggarwal. . . . .	27
2.19	Simulation d’allumage DNS d’un lit fluidisé, d’après Neophytou et al., pour $t = t_{sp}, 2t_{sp}, 3t_{sp}$ et $4t_{sp}$ . . . . .	28
2.20	Allumage de cinq trains de gouttes monodisperses par bougie laser, d’après Boyde et al. . . . .	29
2.21	Schématisation du principe du modèle LI-CFM, d’après Boudier et al.. . . . .	31
2.22	Schématisation du principe du modèle DPIK, d’après Tan et Reitz. . . . .	32
2.23	Schématisation du principe du modèle AKTIM, d’après Duclos et Colin. . . . .	33
2.24	Comparaison d’une simulation du modèle SparkCIMM à une visualisation de l’allumage, d’après Dahms et al.. . . . .	35
2.25	Banc d’essai pour l’étude de la probabilité d’allumage d’un spray de n-heptane, d’après Marchione et al.. . . . .	36
2.26	Séquence d’allumage d’un brûleur bluff-body alimenté en heptane, d’après Schroll. . . . .	38
2.27	Simulation LES de la propagation de la flamme au sein d’une chambre annulaire, d’après Boileau. . . . .	38
2.28	Exemple de carte de probabilité d’allumage mesurée par Ahmed et al. pour le brûleur bluff-body monophasique, comparaison aux calculs de l’efficacité d’allumage de Richardson et Neophytou. . . . .	39
2.29	Visualisation du PVC et de la zone de recirculation centrale sur une simulation LES de Sanjose . . . . .	42
2.30	Limite d’allumage en basse richesse sur la configuration mono-secteur ( $Q_{air} = 35.05g/s, P_a, T_a$ ), en fonction du positionnement de la bougie d’allumage, d’après Lecourt. . . . .	43
2.31	Statistiques d’allumage du foyer mono-secteur mono-secteur, bougie d’abscisse $56mm$ , d’après Lang et al.. . . . .	44
2.32	Essais d’allumage laser sur MERCATO, d’après Lecourt. . . . .	45
2.33	Méthodologie pour utilisation du modèle d’allumage pour un calcul de propagation de flamme. . . . .	46
2.34	Méthodologie pour utilisation du modèle d’allumage afin d’établir une cartographie d’allumage. . . . .	46
2.35	Bilan des travaux réalisés par Quintilla, Ouarti et García-Rosa, et objectifs de la thèse. . . . .	48
3.1	Domaines de calcul et conditions initiales pour une simulation de noyau d’allumage. . . . .	61
3.2	Maillage linéique pour la simulation d’allumage. . . . .	62
4.1	Vitesse de flamme laminaire $S_L$ calculée en fonction de la richesse, de la pression, et de la température des gaz frais $T_u$ , pour un mélange air/ <i>KERO</i> gazeux. . . . .	75
4.2	Vitesse de flamme laminaire $S_L$ calculée en fonction de la richesse pour un mélange air- <i>KERO</i> gazeux à $230K$ et $0.3bar$ . . . . .	76

4.3	Exemples de simulations de noyaux d'allumage, pour un spray monodisperse de diamètre $30\mu m$ , $T_1 = 1400K$ . . . . .	78
4.4	Évolution du délai d'allumage et du $r_{1,crit}$ pour un brouillard monodisperse selon le diamètre des gouttes ( $T_a$ , $P_a$ , et $T_1 = 3500K$ ). . . . .	80
4.5	Évolution du délai d'allumage en fonction de la température $T_1$ pour un brouillard monodisperse ( $T_a$ , $P_a$ ). . . . .	80
4.6	Exemple de simulation de noyaux d'allumage pour un spray monodisperse de diamètre $25\mu m$ , $T_1 = 3500K$ , $\phi_l = 3$ . . . . .	81
4.7	Étude paramétrique sur la taille du noyau d'allumage $r_f$ après un calcul de 5 ms ( $r_1 = 5.1mm$ , $T_1 = 3500K$ ). . . . .	81
4.8	Schématisation du fonctionnement de l'outil de cartographie d'allumage développé au cours de la thèse. . . . .	83
4.9	Schématisation des critères pour l'application de cartographie d'allumage. . . . .	84
4.10	Illustration du critère de propagation de flamme pour l'application cartographie . . . . .	85
4.11	Critère de propagation adapté pour une chambre à combustion giratoire. . . . .	85
5.1	Photographies de la chambre de combustion mono-secteur, d'après <a href="#">García-Rosa</a> . . . . .	91
5.2	Schématisation de la chambre de combustion mono-secteur. . . . .	91
5.3	Schématisation du système d'injection et du positionnement des bougies. . . . .	92
5.4	Instrumentation de la chambre de combustion mono-secteur. . . . .	93
6.1	Schématisation du système PDI. . . . .	96
6.2	Principe de la vélocimétrie laser 2D, et schématisation des traversées en croix sur la chambre mono-secteur. . . . .	97
6.3	Mesure des tailles de particules par PDI, d'après <a href="#">Bachalo</a> . . . . .	98
6.4	Montage et déplacement en translation du système PDI sur MERCATO. . . . .	99
6.5	Modélisation d'un histogramme bidimensionnel par mélange Gaussien, d'après une mesure PDI en non -réactif ( $x = 0mm$ ; $y = 20mm$ ; $z = 6mm$ ). . . . .	102
6.6	Montage PDI sur MERCATO, sans chambre de combustion. . . . .	103
6.7	Mesure PDI pour un essai en combustion. . . . .	104
6.8	Relation entre déphasage et diamètre pour le système PDI pour différents traceurs et pour le kérosène, d'après <a href="#">Rossoni</a> . . . . .	106
6.9	Exemple de distribution taille/vitesse pour une mesure PDI (kérosène + $ZrO_2$ , $z = 10mm$ , $y = 14mm$ , $x = 0mm$ ). . . . .	107
6.10	Distribution de vitesse des mesures PDI pour des particules de diamètre $d_p \leq 5\mu m$ (kérosène + $ZrO_2$ , $z = 10mm$ , $y = 14mm$ , $x = 0mm$ ). . . . .	107
6.11	Convection du noyau d'allumage par l'écoulement porteur. . . . .	110
6.12	Seuillage d'une séquences d'allumage selon un niveau fixe, un seuil adaptatif. . . . .	110
6.13	Schématisation du montage de tomographie laser sur chambre mono-secteur. . . . .	112
6.14	Images de la nappe laser réfléchié selon une cale de $45^\circ$ pour une section longitudinale. . . . .	112
6.15	Images de la nappe laser réfléchié selon une cale de $45^\circ$ pour une section transversale. . . . .	113

6.16	Image d'une source homogène (sphère intégrante) par la caméra rapide, pour deux résolutions différentes. . . . .	114
6.17	Luminance mesurée pour chaque pixel en fonction de la position. . . . .	114
7.1	Mesure PDI brutes par classe de gouttes pour une demi-traversée de la veine, section $z = 6mm$ : point de référence, non-réactif non-confiné. . . . .	116
7.2	Mesures PDI non-réactives, sans confinement, section $z = 6mm$ : tri des particules en cluster pour la traversée horizontale. . . . .	118
7.3	Mesures PDI non-réactives, sans confinement, section $z = 6mm$ : tri des particules en cluster pour la traversée verticale. . . . .	120
7.4	Vitesse axiale mesurée par PDI en combustion diphasique : clusters de particules identifiés. . . . .	121
7.5	Vitesse axiale de la phase gazeuse en combustion pour les différents plans de mesure. . . . .	122
7.6	Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en combustion (mesures PDI) et en non-réactif (mesures LDA). . . . .	123
7.7	Taux de turbulence de la phase gazeuse en combustion (mesures PDI) et en non-réactif (mesures LDA). . . . .	125
7.8	Visualisation du dépôt d'énergie par visualisation rapide ( $f_{acq} = 50kHz$ , vue latérale). . . . .	126
7.9	Évolution de la surface d'un noyau, ainsi que de sa vitesse d'expansion, de sa largeur et de sa hauteur, avec ou sans carburant ( $f_{acq} = 50kHz$ , vue latérale). . . . .	127
7.10	Illustration de la définition du temps de séjour du noyau. . . . .	127
7.11	Visualisation de l'allumage par caméra rapide par le fond de chambre ( $f_{acq} = 50kHz$ ). . . . .	128
7.12	Surface de flamme moyennée sur l'ensemble des essais ( $B_1$ ) et ( $B_2$ ). . . . .	130
7.13	Trajectoires des noyaux d'allumage selon une section longitudinale, essais ( $B_1$ ) (bougie $56mm$ ). . . . .	131
7.14	Trajectoires des noyaux d'allumage selon une section longitudinale, essais ( $D$ ) (bougie $116mm$ ). . . . .	132
7.15	Exemples d'images tomographiques montrant les différentes phases de l'allumage complet du foyer (section longitudinale, $f_{acq} = 1kHz$ ). . . . .	134
7.16	Exemples d'images tomographiques montrant les différentes phases de l'allumage complet du foyer (section transversale $6mm$ , $f_{acq} = 1kHz$ ). . . . .	135
7.17	Visualisation tomographique du brouillard non-réactif (section longitudinale, $f_{acq} = 4kHz$ ). . . . .	136
7.18	Visualisation tomographique du brouillard non-réactif (section latérale $6mm$ , $f_{acq} = 10kHz$ ) . . . . .	136
7.19	Visualisations tomographiques instantanées du brouillard, (sections latérales, $f_{acq} = 1kHz$ ). . . . .	137
7.20	Visualisation tomographique moyennée selon la composante verte, pour un brouillard non-réactif (section longitudinale, $f_{acq} = 1kHz$ ). . . . .	138

7.21	Image moyennée du brouillard en combustion éclairé par la nappe laser (section longitudinale, $f_{acqu} = 1kHz$ ) . . . . .	139
7.22	Mesure de la fréquence du PVC selon le signal de pression (Lecourt et al.) et selon un traitement des visualisations tomographique. . . . .	139
7.23	Analyse spectrale du signal de tomographie laser. . . . .	140
7.24	Spectre du signal de luminescence selon la position au sein de la chambre, conditions non-réactives. . . . .	142
7.25	Distribution de la luminance pour les positions de bougie ( $\mu$ : moyenne, $\sigma$ : écart type). . . . .	143
8.1	Visualisation du maillage de la chambre mono-secteur. . . . .	149
8.2	Domaines du maillage de la chambre mono-secteur. . . . .	150
8.3	Principe des méthodes lagrangiennes stationnaires et instationnaires. . . . .	153
8.4	Principe d'un calcul en couplage bilatéral entre les solveurs CHARME et SPARTE. . . . .	154
8.5	Méthodologie pour la création d'un injecteur numérique sous SPARTE. . . . .	156
8.6	Exemple d'injecteur numérique pour calcul couplé CHARME-SPARTE. . . . .	158
8.7	Application du modèle d'interaction goutte-paroi de García-Rosa et al.. . . . .	162
8.8	Position des capteurs pour analyse du régime d'interactions goutte-paroi. . . . .	162
8.9	Distribution en débit massique de vitesse et $\log(K)$ pour les gouttes impactant la zone (A), d'après une simulation SPARTE stationnaire. . . . .	163
8.10	Distribution en débit massique de vitesse et $\log(K)$ pour les gouttes impactant la zone (B), d'après une simulation SPARTE stationnaire. . . . .	163
8.11	Distribution en débit massique de vitesse et $\log(K)$ pour les gouttes impactant la zone (C), d'après une simulation SPARTE stationnaire. . . . .	164
8.12	Choix du modèle d'interaction goutte-paroi. . . . .	165
9.1	Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	168
9.2	Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	169
9.3	Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	170
9.4	Énergie cinétique turbulente pour la phase gazeuse en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	170
9.5	Vitesse axiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	172
9.6	Vitesse tangentielle moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	173
9.7	Vitesse radiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	173
9.8	Diamètre moyen arithmétique pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	174

9.9	Diamètre moyen de Sauter pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	175
9.10	Flux volumique adimensionné pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point TIMECOP. . . . .	175
9.11	Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	177
9.12	Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	177
9.13	Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	178
9.14	Énergie cinétique turbulente pour la phase gazeuse en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	178
9.15	Visualisation des zones de recirculation pour le point de référence, d'après un calcul CHARME. . . . .	179
9.16	Champ de vitesse axiale pour plusieurs sections transverses, d'après un calcul CHARME, conditions de référence. . . . .	179
9.17	Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, section longitudinale. . . . .	180
9.18	Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, modèle de rebond fusant, sections transversales $\{6, 26, 56\}mm$ . . . . .	181
9.19	Richesse liquide pour une simulation aux conditions de référence, modèle de paroi complexe, sections transversales $\{6, 26, 56\}mm$ . . . . .	181
9.20	Signal de diffusion des particules homogène à $\sum_k d_k^2$ , comparaison entre expérimental et simulations SPARTE instationnaires. . . . .	182
9.21	Vitesse axiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	183
9.22	Vitesse tangentielle moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	184
9.23	Vitesse radiale moyenne pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	184
9.24	Diamètre moyen arithmétique pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	185
9.25	Flux volumique adimensionné pour la phase dispersée en conditions non-réactives, point de référence. . . . .	186
9.26	Cartographie d'allumage de la configuration mono-secteur aux conditions de référence. . . . .	188
9.27	Simulation de noyau d'allumage d'après un champ RANS (maquette mono-secteur, point de référence, deux positions de bougie). . . . .	190
9.28	Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie $116mm$ , conditions de référence, iso-contour de température $T_g = 1300K$ . . . . .	191
9.29	Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie $56mm$ , conditions de référence, iso-contour de température $T_g = 1300K$ . . . . .	192

9.30	Visualisation des sections longitudinales et transversales pour le suivi du taux de réaction $\dot{\omega}^*$ . . . . .	192
9.31	Simulation d'une séquence d'allumage pour un dépôt d'énergie au niveau de la bougie 56mm, conditions de référence, évolution du taux de réaction $\dot{\omega}^*$ et des limites de la zone de recirculation. . . . .	194
9.32	Comparaison d'une visualisation d'allumage (tomographie laser du brouillard) et d'une simulation d'allumage RANS pour la maquette mono-secteur (point de référence, allumage par la bougie 56mm vue par le fond de chambre). . . . .	195
9.33	Vitesse axiale moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence. . . . .	196
9.34	Profil de vitesse axiale pour un calcul CHARME-SPARTE réactif, aux conditions de référence, avec la cinétique PEA. . . . .	197
9.35	Vitesse tangentielle moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence. . . . .	198
9.36	Vitesse radiale moyenne de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence. . . . .	198
9.37	Vitesse axiale fluctuante de la phase gazeuse en conditions réactives, point de référence. . . . .	199
9.38	Résultats de calculs diphasiques réactifs pour le point de référence, obtenus à l'aide des codes N3S-NATUR et AVBP, d'après Larroya-Huguet. . . . .	200
10.1	Schéma en coupe de la chambre annulaire et du montage trisecteur. . . . .	206
10.2	Photo de la maquette trisecteur montée sur MERCATO. . . . .	207
10.3	Schéma du tube à flamme du montage trisecteur. . . . .	208
10.4	Schématisation du système d'injection principal de la maquette trisecteur. . . . .	209
10.5	Schématisation de la maquette trisecteur : lignes d'arrivée d'air et de carburant, instrumentation de la maquette. . . . .	210
11.1	Séquence d'allumage de l'injecteur principal (vue latérale). . . . .	214
11.2	Luminance intégrée de l'image (vue latérale) pour plusieurs essais à pression ambiante. . . . .	215
11.3	Luminance moyennée pour trois conditions d'essais à pression ambiante. . . . .	216
11.4	Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur (conditions ambiantes, carburant = JET-A1). . . . .	217
11.5	Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur ( $T_{air} = -30^{\circ}C$ ). . . . .	217
11.6	Domaine de stabilité et d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur pour l'ensemble des essais (fonction du facteur de charge aérodynamique et de la richesse globale). . . . .	218
11.7	Essais d'allumage de l'injecteur de démarrage de la maquette trisecteur ( $T_{air} = -30^{\circ}C$ , $P = 0.6bar$ , $\Delta P_{inj} < 12bar$ ). . . . .	218
11.8	Chronogramme des essais pour l'allumage des injecteurs principaux. . . . .	220

---

11.9	Exemple de séquence d'allumage des injecteurs principaux sur la maquette trisecteur ( $\phi_{glob} = 0.65$ , IP = injecteur principaux, ID = injecteur de démarrage).	221
11.10	Allumage des injecteurs principaux : signal de luminance intégrale pour chaque demi-secteur de chambre.	222
11.11	Luminance moyennée de la flamme, carburation des injecteurs principaux seuls (vue du fond de chambre).	223
11.12	Cartographie d'allumage sur trisecteur : calcul du critère de propagation de la flamme selon la position du dépôt d'énergie dans la chambre.	224
11.13	Position des sections pour l'étude de cartographie.	224
11.14	Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section longitudinale (SL 1).	225
11.15	Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section transversale amont (ST 1).	226
11.16	Cartographie d'allumage pour le trisecteur, section transversale avale (ST 2).	226
C.1	Critère de propagation sur la vitesse axiale du gaz	245
E.1	Schéma éclaté de la veine d'essai trisecteur.	253
E.2	Schéma d'une coupe de la veine trisecteur.	253
E.3	Courbe de débitmètrie de l'injecteur de démarrage pour la maquette trisecteur.	254
E.4	Spectroscopie d'une flamme de diffusion de méthane.	255
E.5	Visualisation des émissions OH pour la flamme stabilisée sur l'injecteur de démarrage par caméra rapide intensifiée, pour des conditions ambiantes.	256

# Liste des tableaux

2.1	Corrélations pour le diamètre de quenching, d'après Ballal et Lefebvre. . . . .	24
2.2	Synthèse des essais réalisés sur la chambre mono-secteur par García-Rosa, dans le cadre du programme TIMECOP Lecourt. . . . .	43
5.1	Conditions opératoires pour le point de référence . . . . .	93
6.1	Nombre de Stokes pour les gouttes de kérosène et les particules de $ZrO_2$ pour une température de $1500K$ ( $\tau_g = 0.15ms$ ). . . . .	106
6.2	Positionnement du plan laser pour l'ensemble des visualisations tomographiques. . . . .	111
7.1	Paramètres d'acquisition pour la caméra rapide lors des visualisations de noyau d'allumage. . . . .	125
7.2	Taille et temps de séjour mesurés pour l'étincelle et les noyaux d'allumage, campagne (A). . . . .	129
8.1	Paramètres des conditions opératoires simulées sous le code CEDRE. . . . .	148
8.2	Temps caractéristiques pour les gouttes de kérosène dans un écoulement gazeux à température $T_g$ ( $Nu = 2$ ). . . . .	159
9.1	Paramètres pour la simulation de noyau pour les positions de bougie 56 et 116mm. . . . .	189
10.1	Pourcentage du régime moteur nominal maximal reproduit sur le banc MERCATO pour la maquette trisecteur en fonction de l'altitude. . . . .	210
11.1	Synthèse des conditions opératoires des tests d'allumage et de stabilité de l'injecteur de démarrage sur MERCATO trisecteur. . . . .	214
A.1	Données du schéma cinétique à une étape de l'oxydation du $n$ -décane. . . . .	236
A.2	Données du schéma cinétique à deux étapes de l'oxydation du $n$ -décane. . . . .	236
A.3	Coefficients pour les fonctions correctrices de la cinétique d'oxydation du $KERO$ proposées par Franzelli et al. (2010). . . . .	237
A.4	Données du schéma cinétique à deux étapes de l'oxydation du $KERO$ . . . . .	238
B.1	Coefficients des polynômes NASA pour l'espèce $KERO$ . . . . .	240

---

D.1	Paramètres du schéma d'intégration temporelle implicite pour le solveur CHARME, calculs non-réactif. . . . .	247
D.2	Paramètres de discrétisation d'espace pour le solveur CHARME. . . . .	248
D.3	Conditions aux limites pour le solveur CHARME, calcul point TIMECOP ( $T = 463K$ , $P_a$ , $WR = 0.426$ ). . . . .	249
D.4	Conditions aux limites pour le solveur CHARME, calcul point de référence ( $T_a$ , $P_a$ , $WR = 0.6$ ). . . . .	250
D.5	Conditions aux limites pour le solveur SPARTE, calcul point TIMECOP et point de référence(1). . . . .	251
D.6	Conditions aux limites pour le solveur SPARTE, calcul point de référence(2). . . . .	251
E.1	Bande d'émission des principaux radicaux en combustion pour des flammes d'hydrocarbure, d'après Gaydon (1974). . . . .	255

# Congrès et publications

García-Rosa N., G. Linassier, R. Lecourt, P. Villedieu et G. Lavergne. 2011, « Experimental and Numerical Study of High-Altitude Ignition of a Turbojet Combustor », *Heat Transfer Engineering*, vol. 32.

Lecourt R., G. Linassier et G. Lavergne. June 2011, « Detailed characterisation of a swirled air/kerosene spray in reactive and non reactive conditions downstream from an actual turbojet injection system », *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011 : Power for Land, Sea and Air*

Linassier G., R. Lecourt, P. Villedieu, H. Verdier et G. Lavergne. September 2010, « Numerical and Experimental study of aircraft engine ignition », *23<sup>rd</sup> Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno, Czech Republic*

Linassier G., R. Lecourt, P. Villedieu, H. Verdier et G. Lavergne. September 2011, « Experimental data base on high altitude turbojet ignition for numerical simulation validation », *24<sup>th</sup> Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril, Portugal*

Linassier G., A. Bruyat, P. Villedieu, N. Bertier, C. Laurent, O. Rouzaud, R. Lecourt, H. Verdier et G. Lavergne. 2011, « RANS and LES simulations of aircraft engine ignition », *3<sup>rd</sup> INCA Colloquium*.

Linassier G., C. Vignier, H. Verdier, R. Lecourt et G. Lavergne. January 2012, « Experimental investigations of the ignition performances on a multi-sector combustor under high altitude conditions », *50<sup>th</sup> AIAA Conference*.



# Bibliographie

- Abramzon, B. et W. A. Sirignano. 1989, «Droplet vaporization model for spray combustion calculations», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 32, p. 1605–1618.
- Aggarwal, S. K. 1987, «Chemical-kinetics modeling for the ignition of idealized sprays», *Combustion and Flame*, vol. 69, p. 291–302.
- Aggarwal, S. K. 1998, «A review of spray ignition phenomena : present status and future research», *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 24, p. 565–600.
- Ahmed, S., R. Balachandran et E. Mastorakos. 2007, «Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames», *Combustion and Flame*, vol. 151, p. 366–385.
- Ahmed, S. F. A. F. S. 2006, *Spark Ignition of Turbulent Non-premixed Flames*, thèse de doctorat, University of Cambridge.
- Albrecht, H. E., M. Borys et C. Tropea. 2003, *Laser Doppler and Phase Doppler Measurements Techniques*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- B. Janus, J. J., A. Dreizler and. 2007, «Experiments on swirl stabilized non-premixed natural gas flames in a model gas turbine combustor», dans *Proceedings of the Combustion Institute* 31.
- Bachalo, W. «History of spray measurements», URL <http://www.artium.com/>.
- Ballal, D. et A. Lefebvre. 1981a, «Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air», dans *Proceedings of the combustion institute* 18.
- Ballal, D. R. et A. H. Lefebvre. 1981b, «A general model of spark ignition for gaseous and liquid fuel-air mixtures», *Symposium (International) on Combustion*, vol. 18-1, p. 1737–1746.
- Bertier, N. et L. H. Dorey. 2010, «Mécanisme réactionnel avec PEA pour la combustion du kérosène dans l'air», rapport technique, ONERA.
- Biernacki, C., G. Celeux et F. Langrognet. 2006, «Model-based cluster and discriminant analysis with the MIXMOD software», *Computational Statistics and Data Analysis*, vol. 51/2, p. 587–600.
- Boileau, M. 2007, *Simulation aux grandes échelles de l'allumage diphasique des foyers aéronautiques*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.

- Borghì, R. et M. Destriau. 1995, *La combustion et les flammes*, Editions TECHNIP.
- Boudier, P., S. Henriot, T. Poinsot et T. Baritaud. 1992, «A model for turbulent flame ignition and propagation in spark ignition engines», dans *Symposium (international) on Combustion*.
- Boyde, J., P. L. Clercq, M. D. Domenico, T. Mosbach, G. C. Gebel, M. Rachner et M. Aigner. 2011, «Ignition and flame propagation along planar monodisperse droplet streams», dans *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting*.
- Cai, J., S. M. Jeng et R. Tacina. 2005, «The structure of a swirl-stabilized reacting spray issued from an axial swirler», dans *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- Champion, M., B. Deshaies, G. Joulin et K. Kinoshita. 1986, «Spherical flame initiation : Theory versus experiments for lean propane-air mixtures», *Combustion and flame*, vol. 65, p. 319–337.
- Colin, O. et K. Truffin. 2011, «A spark ignition model for large eddy simulation based on an FSD transport equation (ISSIM-LES)», dans *Proceedings of the combustion institute 33*.
- Dahms, R. N., M. C. Drake, T. D. Fansler, T. W. Kuo et N. Peters. 2011, «Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM. Part A : Spark channel processes and the turbulent flame front propagation», *Combustion and Flame*, vol. 158, p. 2229–2244.
- Danköhler, G. Z. 1940, *Elektrochemie*, vol. 46, p. 601–652.
- Dewanji, D., A. G. Rao, M. Pourquie et J. P. van Buijtenen. 2010, «Study of swirling air flow characteristics in a lean direct injection combustor», dans *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010*.
- Dinesh, K. K. J. R., M. P. Kirkpatrick et K. W. Jenkins. 2010, «Investigation of the influence of swirl on a confined coannular swirl jet», *Computers and Fluids*, vol. 39, p. 756–767.
- Doué, N. 2005, *Modélisation de l'évaporation de gouttes multi-composant*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Drake, M. et D. Haworth. 2007, «Advanced gasoline engine development using optical diagnostics and numerical modeling», dans *Proceedings of the combustion institute 31*.
- Duclos, J. M. et O. Colin. 2001, «Arc and Kernel Tracking Ignition Model for 3D Spark-Ignition engine calculations», dans *The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines*.
- Dupoirieux, F. et N. Bertier. 2011, «The models of turbulent combustion in the CHARME solver of CEDRE», *The Onera Journal Aerospace Lab*, vol. 2.
- Eisazadeh-Far, K., F. Parsinejad, H. Metghalchi et J. C. Keck. 2010, «On flame kernel formation and propagation in premixed gases», *Combustion and Flame*, vol. 157, p. 2211–2221.

- 
- Fernandez-Tarrazo, E., A. L. Sanchez et F. A. Williams. 2006, «A simple one-step chemistry model for partially premixed hydrocarbon combustion», *Combustion and Flame*, vol. 147, p. 32–38.
- Franzelli, B., E. Riber et T. Poinso. 2010, «A two-step chemical scheme for large eddy simulation of kerosene-air flames», *Combustion and Flame*, vol. 157, p. 1364–1373.
- Fu, Y. et S. M. Jeng. 2007, «Characteristics of the swirling flow in a multipoint LDI combustor», dans *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- García-Rosa, N. 2008, *Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- García-Rosa, N., P. Villedieu et G. Lavergne. Aug.27 - Sept. 1, 2006, «A new droplet-wall interaction model», dans *Proceedings of the ICLASS, Kyoto*.
- Gaydon, A. G. 1974, *The spectroscopy of flame.*, Chapman and Hall.
- Greenberg, J. B. 2007, «Finite-rate evaporation and droplet drag effects in spherical flame front propagation through a liquid fuel mist», *Combustion and Flame*, vol. 148, p. 187–197.
- Gu, X. et R. Woolley. 2001, «Laminar burning velocity and markstein lengths of methane air mixtures», *Combustion and Flame*, vol. 121, p. 41–58.
- Horning, D. C. 2001, «A study of the high temperature auto-ignition and thermal decomposition of hydrocarbons», rapport technique, Stanford University.
- Ikeda, Y., N. Yamada et S. Mandai. 2002, «Spray combustion characteristics in a highly pressurized swirl-stabilized combustor», *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, p. 853–859.
- Jarymowycz, T. A. et A. M. Mellor. 1987, «Effects of Alternative Fuels on Ignition Limits of the J85 Annular Combustor», *Journal of Propulsion*, vol. 3, p. 283–287.
- Katta, V. R. et W. M. Roquemore. 2008, «Calculation of multidimensionnal flames using large chemical kinetics», *AIAA Journal*, vol. 46, p. 31–43.
- Kawahara, N., E. Tomita, S. Takemoto et Y. Ikeda. 2009, «Fuel concentration measurement of premixed mixture using spark-induced breakdown spectroscopy», *Spectrochimica Acta Part B*, vol. 64, p. 1085–1092.
- Khan, Q. S., S. W. Baek et H. Ghassemi. 2007, «On the autoignition and combustion characteristics of kerosene droplets at elevated pressure and temperature», *Combustion Science and Technology*, vol. 27, p. 2437–2451.
- Knudsen, E. et H. Pitsch. 2010, «Large eddy simulation of a spray combustor using a multi-regime flamelet approach», dans *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2010*.

- Ko, Y., R. W. Anderson et S. Arpaci. 1991, «Spark ignition of propane-air mixtures near the minimum ignition energy. Part I : An experimental study», *Combustion and flame*, vol. 83, p. 75–87.
- Lamarque, N. 2007, *Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Lang, A., R. Lecourt et F. Guliani. 2010, «Statistical evaluation of ignition phenomena in turbojet engines», dans *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010*, p. 985–992.
- Larroya-Huguet, J. C. 2010, «TIMECOP-AE D4110c, report on 2-phase flow reactive LES calculation and comparisons», rapport technique, SNECMA.
- Lecourt, R. 2008a, «TIMECOP-AE D221a, report on ignition and blow-out results at ambient conditions», rapport technique, ONERA.
- Lecourt, R. 2008b, «TIMECOP-AE D221c, injection system two-phase flow characterisation (LDA-PDA)», rapport technique, ONERA.
- Lecourt, R. 2009, «RT 1 CALAS», rapport technique, ONERA.
- Lecourt, R., G. Linassier et G. Lavergne. 2011, «Detailed characterisation of a swirled air/kerosene spray in reactive and non-reactive conditions downstream from an actual turbojet injection system», dans *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, p. 185–194.
- Lefebvre, A. H. 1983, *Gas Turbine Combustion*, Hemisphere Pub.
- Lucca-Negro, O. et T. O'Doherty. 2001, «Vortex breakdown : a review», *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 27, p. 431–481.
- Luche, J. 2003, *Obtention de modèles cinétiques réduits de combustion. Application à un mécanisme du kérosène*, thèse de doctorat, Université d'Orléans.
- Maly, R. et M. Voguel. 1979, «Initiation and propagation of flame fronts in lean CH<sub>4</sub>-air mixtures by the three modes of the ignition spark», dans *Symposium (international) on Combustion*.
- Marchione, T., S. Ahmed et E. Mastorakos. 2009, «Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks», *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 166–180.
- Mellor, A. M. 1980, «Semi-empirical correlations for gas turbine emissions, ignition and flame stabilization», *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 6, p. 347–358.
- Mizutani, Y. et T. Nishimoto. 1972, «Turbulent flame velocities in premixed sprays. Part 1 : Experimental study», *Combustion Science and Technology*, vol. 6, p. 1–10.
- Mongia, H. C. 1998, «Perspective of combustion modeling for gas turbine combustors», dans *34th AIAA/ASME/SAE/AEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*.

- 
- Mongia, H. C. 2004, «Perspective of combustion modeling for gas turbine combustors», dans *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- Neophytou, A. 2010, *Spark Ignition and Flame Propagation in Sprays*, thèse de doctorat, University of Cambridge.
- Neophytou, A. et E. Mastorakos. 2009, «Simulations of laminar flame propagation in droplet mists», *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 1627–1640.
- Neophytou, A., E. Mastorakos et R. Cant. 2010, «DNS of spark ignition and edge flame propagation in turbulent droplet-laden mixing layers», *Combustion and Flame*, vol. 157, p. 1071–1086.
- Neophytou, A., E. Mastorakos et R. Cant. 2011, «Complex chemistry simulations of spark ignition in turbulent sprays», dans *Proceedings of the Combustion Institute 33*, p. 2135–2142.
- Olivani, A., G. Solero et A. Coghe. 2007, «Near field flow structure of isothermal swirling flows and reacting non-premixed swirling flames», *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 31, p. 427–436.
- Onofri, F. 2009, «Diffusion de la lumière», dans *7ème École d'Automne, Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides, Ile de Ré*.
- Ouarti, N. 2004, *Modélisation de l'allumage d'un brouillard de carburant dans un foyer de turbomachine*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Pascaud, S. 2006, *Vers la simulation aux grandes échelles des écoulements turbulents diphasiques réactifs : application aux foyers aéronautiques*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Patel, N. et S. Menon. 2005, «Simulation of spray turbulence flame interactions in a lean direct injection combustor», *Combustion and Flame*, vol. 153, p. 228–257.
- Pischinger, S. et J. B. Heywood. 1990, «A model for flame kernel development in a spark-ignition engine», dans *Symposium (international) on Combustion*.
- Poinsot, T. et D. Veynante. R.T. Edwards, 2nd edition, *Theoretical and Numerical Combustion*, 2005.
- Quintilla, V. 2002, *Étude du rallumage à haute altitude des chambres de combustion de turboréacteurs*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Ranz, W. E. et W. R. Marshall. 1952, «Evaporation from drops.», *Evaporation from drops. Chemical Engineering and Processing*, vol. 48, p. 173–180.
- Read, R. W., J. W. Rogerson et S. Hochgreb. 2002, «Flow field mixing characteristics of an aero-engine combustor. Part I : Experimental results», dans *38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- Reveillon, J. et L. Vervisch. 2005, «Analysis of weakly turbulent dilute-spray flames and spray combustion regimes», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 537, p. 317–347.

- Richard, S., O. Colin, O. Vermorel, A. Benkenida, C. Angelberger et D. Veynante. 2007, «Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines», dans *Proceedings of the combustion institute 31*.
- Richardson, E. S. 2007, *Ignition Modeling for Turbulent Non-Premixed Flows*, thèse de doctorat, University of Cambridge.
- Rossoni, L. 2009, «Mesure de vitesse en vue de la validation des modèles de flamme diphasique», rapport technique, Conservatoire National des Arts et Métiers – ONERA.
- Roux, S., G. Lartigue, T. Poinso, U. Meier et C. Bérat. 2005, «Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations», *Combustion and Flame*, vol. 141, p. 40–54.
- Sanjose, M. 2009, *Évaluation de la méthode Euler-Euler pour la simulation aux grandes échelles des chambres à carburant liquide*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Schroll, P. 2009, *Conditional Moment Closure for spray combustion and ignition*, thèse de doctorat, University of Cambridge.
- Senoner, J.-M. 2010, *Simulation aux Grandes Échelles de l'écoulement diphasique dans un brûleur aéronautique par une approche Euler-Lagrange*, thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Shy, S., C. Liu et W. Shih. 2010, «Ignition transition in turbulent premixed combustion», *Combustion and Flame*, vol. 157, p. 341–350.
- Smith, G. P., J. Luquea, C. Parka, J. B. Jeffriesa et D. R. Crosley. 2002, «Low pressure flame determinations of rate constants for OH(A) and CH(A) chemiluminescence», *Combustion and Flame*, vol. 131, p. 59–69.
- Sommerfeld, M. et H. H. Qiu. 1991, «Swirling particulate two-phase flow», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 12, p. 20–28.
- Sommerfeld, M. et H. H. Qiu. 1998, «Experimental studies of spray evaporation in turbulent flow», *Exp*, vol. 19, p. 10–22.
- Starikovskii, A., V. Khorunzhenko, N. Mazko, V. Sechenov, V. Zhukov et V. Zudov. 2003, rapport technique, Moscow Institute of Physics and Technology, Physics of Non-equilibrium Systems Laboratory.
- Subramanian, V. 2010, *Numerical Simulation of Forced Ignition Using LES Coupled with a Tabulated Detailed Chemistry Approach*, thèse de doctorat, Université de Rouen.
- Syred, N. 2006, «A review of oscillation mechanisms and the role of the Precessing Vortex Core (PVC) in swirl combustion systems», *Progress en Energy and Combustion Science*, vol. 32, p. 93–161.

- 
- T. S. Cheng, Y. C. C. et J. Chang. 1998, «Effects of fuel-air mixing on flame structures and NO<sub>x</sub> emissions in swirling methane jet flames», *Symposium (International) on Combustion*, vol. 20, p. 1229–1237.
- Tachibana, S., L. Zimmer, Y. Kurosawa et K. Suzuki. 2007, «Active control of combustion oscillations in a lean premixed combustor by secondary fuel injection coupling with chemiluminescence imaging technique», dans *Proceedings of the Combustion Institute 31*, p. 3225–3233.
- Tan, Z. et R. D. Reitz. 2006, «An ignition model based on the level-set method for spark ignition engine multidimensional modeling», *Combustion and Flame*, vol. 145, p. 1–15.
- Thiele, M., S. Selle, U. Riedel, J. Warnatz et U. Maas. 2000, «Numerical simulation of spark ignition including ionization», dans *Proceedings of the combustion institute*.
- Truffin, K. et O. Colin. 2010, «TIMECOP-AE D15d, report on the application of the spark ignition model to the MERCATO aero-engine ignition system», rapport technique, IFPEN.
- Tummers, M., A. Hubner et T. van der Meer. 2009, «Hysteresis and transition in swirling nonpremixed flames», *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 447–459.
- US-Department-Of-Transportation, . «Airplane flying handbook», URL <http://www.faa.gov>.
- Valera-Medina, A., N. Syred et A. Griffiths. 2009, «Visualisation of isothermal large coherent structures in a swirl burner», *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 1723–1734.
- Vidal, M. 1996, *Contribution à l'étude numérique de l'allumage des mélanges hydrogène-air et propane-air*, thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Wandel, A. P., N. Chakraborty et E. Mastorakos. 2009, «Direct numerical simulations of turbulent flame expansion in fine sprays», dans *Proceedings of the Combustion Institute 32*, p. 2283–2290.
- Wang, Y. et C. J. Rutland. 2007, «Direct numerical simulation of ignition in turbulent n-heptane liquid-fuel spray jets», *Combustion and Flame 149*, vol. 149, p. 353–365.
- Weckering, J., A. Sadikiy, J. Janickay et E. Mastorakos. 2010, «Investigations of ignition probability of a forced ignited turbulent methane jet using LES», dans *V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010*.
- Westbrook, C. et F. Dryer. 1981, «Simplified reaction mechanisms for the oxydation of hydrocarbon fuels in flames», *Combustion Science and Technology*, vol. 27, p. 31–43.
- Westbrook, C. K., W. J. Pitz, O. Herbineta, H. J. Curran et E. J. Silke. 2009, «Simplified reaction mechanisms for the oxydation of hydrocarbon fuels in flames», *Combustion and Flame*, vol. 156, p. 181–199.
- Widmann, J. F. et C. Presser. 2002, «A benchmark experimental database for multiphase combustion model input and validation», *Combustion and Flame*, vol. 129, p. 47–86.

- 
- Yamamoto, T., K. Shimodara, Y. Kurosawa, S. Yoshida et K. Matsuura. 2010, «Investigations of a staged fuel nozzle for aeroengines by multi-sector combustor test», dans *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea 23206*.
- Yasar, O. 2001, «A new ignition model for spark-ignited engine simulations», *Parallel computing*, vol. 27, p. 179–200.
- Zhao, Z., A. K. J. Li, F. L. Dryer et S. P. Zeppieri. 2009, «Burning velocities and a high temperature skeletal kinetic model for n-decane», *Combustion Science and Technology*, vol. 156, p. 1627–1640.
- Zhukov, V. P., V. A. Sechenov et A. Y. Starikovskii. 2008, «Autoignition of n-decane at high pressure», *Combustion and Flame*, vol. 153, p. 130–136.

## **Étude expérimentale et numérique de l'allumage des turboréacteurs en conditions de haute altitude**

Le développement et la certification de systèmes propulsifs aéronautiques nécessitent une phase d'essais sur banc moteur. Ces essais permettent entre autres de caractériser les limites d'allumage des foyers de combustion de turbomachines, mais sont extrêmement coûteux et générateurs de délais pour l'industriel. Afin de limiter leur recours, il est nécessaire de développer des méthodes permettant de prévoir de la façon la plus fiable possible les performances d'allumage d'un prototype de chambre de combustion, et ce aussi bien pour des conditions de décollage au niveau de la mer que pour le cas critique de la haute altitude.

L'objectif de cette thèse est de contribuer au développement et à la validation d'outils numériques pour la prévision de l'allumage des foyers de combustion à partir de données expérimentales obtenues sur le banc MERCATO de l'ONERA. Ces travaux ont été conduits en étroite coopération avec TURBOMECA. Des améliorations ont été apportées à un modèle permettant de simuler l'allumage d'un brouillard de carburant suite à un dépôt d'énergie par bougie à arc électrique. Ce modèle a été couplé à un code de calcul multiphysique (code CEDRE) afin d'établir des cartographies d'allumage à partir d'un champ aérodynamique moyenné, mais également de simuler la phase de propagation de la flamme à l'ensemble du foyer par approche RANS pseudo-stationnaire. Afin de valider ces deux approches, une caractérisation expérimentale d'une maquette de chambre mono-secteur a été réalisée sur le banc d'essai MERCATO. Ces essais ont permis de constituer une banque de données très fournie pour différents cas tests. La comparaison de la cartographie d'allumage expérimentale à celle fournie par la simulation numérique donne des résultats très satisfaisants et encourageants en vue d'une application à un foyer réel de turbomachine. En parallèle, des résultats très prometteurs ont été obtenus sur une nouvelle maquette de chambre de combustion trisecteur, dérivée d'un foyer industriel, permettant de comparer ses limites d'allumage à celles obtenues sur la chambre réelle. Cette configuration fera l'objet par la suite d'une étude détaillée de la propagation de la flamme inter-secteurs, impossible à réaliser sur la géométrie d'un foyer annulaire complet.

Mots-Clés : turbomachines, allumage, bougie électrique, écoulement diphasique, combustion, haute altitude

## **Experimental and numerical study of aircraft engine ignition in high altitude conditions**

Design of aircraft engines requires tests on engine benches. These tests allow characterizing combustor ignition limits, but are extremely expensive and time consuming. In order to limit their number, it is necessary to develop alternative methods enabling to predict the ignition performances of a combustor prototype, for both ground conditions and high altitude conditions, the latter being particularly critical.

The purpose of this thesis is to contribute to the development and validation of numerical tools enabling to predict ignition performances of combustor. Validation will be possible using an experimental data base obtained on the MERCATO test bench, at ONERA. This work results from a close cooperation with TURBOMECA. A numerical model, previously developed to predict the ignition of fuel spray following a spark discharge, has been improved. This model has been combined to a multiphysics CFD code (CEDRE) in order to build ignition map from a mean two-phase flow field, and also to compute the flame propagation stage using RANS approach. In order to validate both methods, experimental characterization of a one-sector combustor has been performed on the MERCATO test rig. A complete data base for validation of CFD code is now available. Comparison of experimental and numerical ignition mapping showed good agreements for the different tests cases, and seems encouraging for an application on an industrial combustor. In the same time, promising results have been obtained with a new experimental three-sector combustor. Its geometry is based on an industrial combustor, allowing a comparison of ignition performances between the simplified and the industrial combustors.

Key words: gas turbine, ignition, spark device, two-phase flow, combustion, high altitude