Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques

Maxime Vicentini

▶ **To cite this version:**

Maxime Vicentini. Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques. Milieux fluides et réactifs. ISAE - Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2016. Français. NNT : . tel-01372052

HAL Id: tel-01372052

https://theses.hal.science/tel-01372052

Submitted on 26 Sep 2016

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

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

Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :
Maxime VICENTINI

le vendredi 3 juin 2016

Titre :

Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques

---

École doctorale et discipline ou spécialité :
ED MEGEP : Énergétique et transferts

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

Directeur/trice(s) de Thèse :

Olivier SIMONIN (Directeur de thèse)
Olivier ROUZAUD (Co-directeur de thèse)

Jury :

Julien REVEILLON, Professeur à l'Université de Rouen - Président
Marc BELLENOUE, Professeur à l'ISAE-ENSMA de Poitiers - Rapporteur
Benoît FIORINA, Professeur à l'Ecole Centrale de Paris - Rapporteur
Thomas LEDERLIN, Ingénieur à Safran Helicopter Engines
Olivier SIMONIN, Professeur à l'INP de Toulouse - Directeur de thèse
Olivier ROUZAUD, Ingénieur de recherche à l'ONERA - Co-directeur de thèse
Renaud LECOURT, Ingénieur de recherche à l'ONERA

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à adresser mes sincères remerciements aux membres du jury : Julien Reveillon, Benoît Fiorina, Marc Bellenoue et Thomas Lederlin pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mes travaux de thèse.

Mes remerciements vont également à Olivier Simonin, qui m'a fait partager ses connaissances pointues en mécanique des fluides, et à la direction avisée et exigeante à laquelle cette thèse doit beaucoup.

Je remercie chaleureusement mon duo d'encadrants : Olivier Rouzaud pour sa patience, sa disponibilité et pour les nombreuses heures passées ensemble à réfléchir, à chercher (de la poussière de craie plein les mains), et Renaud Lecourt pour son pragmatisme, sa ténacité et qui m'a enseigné le beau métier d'expérimentateur (du kérosène et du cambouis plein les mains). Renaud je te souhaite une belle retraite.

Je tiens à remercier Pierre Millan et Pierre Gajan pour m'avoir accueilli à l'ONERA au sein du Département des Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE), dans l'équipe Multiphasiques Hétérogènes (MH). Merci à l'ensemble des membres (ou anciens) du Département. Mes pensées vont en premier à ceux qui m'ont donné un coup de pouce : Gérard Lavergne (l'initiateur du projet), Simone Pauzin, Grégoire Casalis, Marie-Louise Moretto, Corinne et Valérie, Virginel Bodoc, Gilles Heid, Francis Bismes, François Chedevergne, Jean-Mathieu Senoner, Frank Simon, Pierre Berthoumieu, Francis Micheli, Bertrand Aupoix, Jérome Anthoine et son équipe du laboratoire LP, Nicolas Bertier, Dédé et Gaëtan de l'atelier de Toulouse.

J'aimerais remercier tout particulièrement Fred Bigot, pour son sourire et sa bienveillance à mon égard, ainsi que pour son aide ô combien précieuse durant la phase de fabrication du montage expérimental PROMÉTHÉE. Tu as de l'or dans les mains Fred.

J'ai également une pensée pour ceux qui ont partagé mon bureau, dans l'ordre : Guillaume, Henri, Loïc, et avec qui j'ai souvent discuté Science, Industrie & Innovation. Merci à tous les stagiaires, doctorants, post-doctorants et nouveaux permanents pour l'ambiance de travail décontractée et l'esprit de solidarité qui règne au « deuxième étage ». Pourvu que ces valeurs perdurent... Que diriez-vous d'une partie de coinche ou d'un BDG (Bord De Garonne) Rémi, Ghislain, Laetitia, Baptiste, Laura,

Arthur, Jorge Cesar, Lokman, Julien, Charlotte, Pierre, Violaine, Bertrand, Isabelle, Swann ?

Merci beaucoup aux copains toulousains, mes ZinZis : Christophe, Maïwenn, Lucas, Anthony, Thomas, Solenn, Damien et tutti quanti...

Je remercie aussi mes amis malouins qui sont « *loin* de yeux mais *près* du cœur ». Une pensée toute particulière pour Jérôme dit *Barnab*, Alexandre dit *Valvez*, et pour Maxence dit *Porc* avec qui j'ai partagé quatre années rocambolesques de colocation, du bonheur 100% pur sucre mon ami.

Morgane, pour toutes ces années, je souhaite t'exprimer ma profonde gratitude. Pourvu que notre belle histoire continue... Comme disait le poète : « *Je sais par cœur toutes tes grâces, Et pour me les faire oublier, Il faudra que Saturne en fasse, Des tours d'horloge, de sablier* ».

Mes derniers mots de remerciement vont à ma famille. Mon grand-père qui m'a transmis sa passion des moteurs, son goût pour la Liberté. Ma petite sœur que je vois grandir et réussir. Mes parents pour leur soutien et leur amour inconditionnel. MERCI. C'est à vous que je dédie cette thèse.

« Il est absolument possible qu'au-delà de ce que perçoivent nos sens, se cachent des mondes insoupçonnés » (Albert Einstein)

Table des matières

Partie I : Contexte et état de l'art **1**

1 Introduction générale **3**
1.1 Contexte industriel . . . 3
1.2 Objectifs de la thèse . . . 4
1.3 Plan du mémoire . . . 4

2 Description des turbomachines **7**
2.1 Architecture globale . . . 7
2.2 Cycle thermodynamique et optimisation . . . 9
2.3 Injection de combustible . . . 10
2.4 Conception des chambres de combustion . . . 12

3 Simulation numérique appliquée aux foyers aéronautiques **19**
3.1 Intérêts et limites . . . 19
3.2 Traitement de la phase gazeuse . . . 21
3.3 Traitement de la phase dispersée . . . 28
3.4 Couplage phase gazeuse / phase dispersée . . . 40

4 Études des interactions turbulence/spray/combustion **43**
4.1 Interactions spray/turbulence . . . 43
4.2 Interactions combustion/turbulence . . . 46
4.3 Interactions spray/combustion . . . 46
4.4 Études expérimentales des flammes diphasiques turbulentes . . . 57

Partie II : Mise en place d'un programme d'essais dédié à l'étude des régimes de combustion diphasique **64**

5 Mise en œuvre du montage PROMÉTHÉE **67**
5.1 Cahier des charges . . . 67
5.2 Conception du montage . . . 68

5.3 Étude et choix de la géométrie d'accroche-flamme . . . 78
5.4 Choix et caractérisation du système d'injection . . . 81
5.5 Définition des conditions opératoires . . . 86

6 Mise en place des moyens de mesure 89
6.1 Plan d'expériences . . . 90
6.2 Présentation des méthodes expérimentales . . . 91
6.3 Mise en place des mesures conditionnées . . . 103
6.4 Mise en place des mesures simultanées PLIF-OH/Mie . . . 107

Partie III : Identification des régimes de combustion par la caractérisation expérimentale de l'écoulement 110

7 Caractérisation de l'écoulement monophasique 113
7.1 Résultats des mesures PIV . . . 113

8 Caractérisation de l'écoulement diphasique inerte 125
8.1 Analyse spectrale du signal de pression . . . 126
8.2 Visualisations tomographiques du spray . . . 127
8.3 Résultats des mesures PDI . . . 131

9 Caractérisation de l'écoulement diphasique réactif 143
9.1 Analyse spectrale du signal de pression . . . 143
9.2 Visualisations directes de l'écoulement . . . 147
9.3 Visualisations par chimiluminescence globale . . . 149
9.4 Résultats des mesures PDI . . . 152

10 Identification des régimes de combustion diphasique 159
10.1 Étude statistique de la distribution spatiale de gouttes . . . 160
10.2 Visualisations de la structure de flamme diphasique . . . 173

Partie IV : Simulation Euler-Lagrange instationnaire du montage PROMÉTHÉE 179

11 Mise en place du calcul 181
11.1 Stratégie adoptée . . . 182
11.2 Caractéristiques du calcul et choix des modèles . . . 183

12 Comparaison des simulations avec l'expérience 195

12.1 Écoulement monophasique 195
12.2 Écoulement diphasique non-réactif 202

13 Analyse des résultats de simulation **205**
13.1 Interactions gaz/gouttes [*non-réactif*] 205
13.2 Structure de la flamme diphasique [*réactif*] 212

Partie V : Conséquence de l'effet de proximité sur l'évaporation et la combustion de gouttes **215**

14 Modélisation de la distribution spatiale de gouttes dans un brouillard **217**
14.1 Distribution de la plus proche voisine 218
14.2 Effets de « clustering » 221
14.3 Perspective d'application 223

Conclusion générale et perspectives **230**

Annexes **237**

A- Analyses statistiques **239**

B- Signaux temporels de pression ΔP **241**

C- Mesures PDI [*non-réactif*] **245**

D- Mesures PDI [*réactif*] **249**

E- Distribution spatiale des gouttes [*non-réactif*] **253**

F- Modèle de dispersion turbulente **255**

G- Conditions d'entrée des calculs **257**

H- Calcul Euler-Lagrange [*non-réactif*] **259**

I- Validation de la cinétique chimique **261**

Références bibliographiques **265**

Nomenclature

Symboles latins

Symbole	Description	Unités
A	Surface (aire)	[m^2]
β_V	Constante d'évaporation	[$m^2.s^{-1}$]
c	Vitesse du son	[$m.s^{-1}$]
c_p	Capacité thermique massique à pression constante	[J/(kg.K)]
c_v	Capacité thermique massique à volume constant	[J/(kg.K)]
C_d	Coefficient de traînée	[-]
C	Concentration	[$mol.m^{-3}$]
D_i	Distance à la plus proche voisine	[m]
D_{10}	Diamètre moyen arithmétique	[m]
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter	[m]
$\mathcal{D}$	Diffusivité	[$m^2.s^{-1}$]
E_t	Energie totale	[J]
E_a	Énergie d'activation	[J]
F	Force	[N]
f	Fréquence	[s^{-1}]
$\bar{\bar{\boldsymbol{I}}}$	Matrice identité	[-]
h	Enthalpie massique	[$J.kg^{-1}$]
k	Énergie cinétique turbulente	[$m^2.s^{-2}$]
L_V	Chaleur latente d'évaporation	[$J.kg^{-1}$]
P	Pression	[Pa]
p	probabilité	[-]
$\vec{\boldsymbol{q}}$	Flux de chaleur	[$W.m^{-2}$]
$\mathcal{M}$	Masse Molaire	[$kg.mol^{-1}$]
m	Masse	[kg]

$\dot{m}$	Débit massique	[kg.s^{-1}]
n	Densité surfacique de gouttes	[gouttes.m^{-2}]
n_l	Densité volumique de gouttes	[gouttes.m^{-3}]
$r_p(d_p)$	Rayon (diamètre) d'une goutte	[m]
$r_f(d_f)$	Rayon (diamètre) d'une flamme enveloppe	[m]
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits	[J/(mol.K)]
S_L	Vitesse de flamme laminaire	[m.s^{-1}]
S_T	Vitesse de flamme turbulente	[m.s^{-1}]
t	Temps	[s]
τ_p	Temps de relaxation d'une particule	[s]
T	Temperature	[K]
u	Vitesse instantanée	[m.s^{-1}]
U	Vitesse moyenne	[m.s^{-1}]
V	Volume	[m^3]
WR	Débit réduit	[kg.s^{-1}.K$^{1/2}$.bar^{-1}]
$\dot{W}$	Puissance	[W]
X	Fraction molaire	[-]
Y	Fraction massique d'un atome ou d'une espèce	[-]

Symboles grecs

Symbole	Description	Unités
α_l	Fraction volumique liquide	[-]
Δh_f^0	Enthalphie de formation	[J.kg^{-1}]
ΔP	Pression différentielle au niveau de l'accroche-flamme	[Pa]
δ	Épaisseur caractéristique	[m]
η_K	Échelle de Kolmogorov	[m]
λ	Conductivité thermique	[J/(m.K.s)]
μ	Viscosité dynamique	[kg/(m.s)]
ν	Viscosité cinématique	[m^2.s^{-1}]
ν', ν''	Coefficients stœchiométrique directs et indirects	[-]
$\dot{\omega}$	Taux d'avancement d'une réaction chimique	[kg.m^{-3}.s^{-1}]
φ	Phase	[°]
ϕ	Richesse	[-]
ρ	Masse volumique	[kg.m^{-3}]
σ_l, σ_p	Tension de surface	[kg.s^{-2}]
τ	Temps caractéristique	[s]

Nombres sans dimension

Symbole	Description
B_M	Nombre de Spalding massique
B_T	Nombre de Spalding thermique
CFL	Nombre de Courant-Friedrich-Lewy
Da	Nombre de Damköhler
$\mathcal{F}$	Indice de Takeno normalisé
G	Nombre de combustion de groupe
Le	Nombre de Lewis
M	Nombre de Mach
Nu	Nombre de Nusselt
Nu^*	Nombre de Nusselt modifié
Pe	Nombre de Péclet
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
Sth	Nombre de Strouhal
St	Nombre de Stokes
Sh	Nombre de Sherwood
Sh^*	Nombre de Sherwood modifié
We	Nombre de Weber

Indices/Exposants

Symbole	Description
∞	Relatif à l'infini (champ lointain)
b	Relatif aux gaz chaud (burnt)
F	Relatif à l'espèce carburant (« Fuel »)
g	Relatif au gaz
$glob$	Grandeur globale
H	Hydraulique (veine)
l	Relatif à la phase liquide
loc	Grandeur locale
Ox	Relatif à l'espèce oxydante
p	Relatif à une particule
reg	Régulier
RMS	Relatif aux grandeurs fluctuantes (Root Mean Square)

s	Relatif à la surface
st	Relatif à la stœchiométrie
sat	Relatif à la saturation
t	Turbulent
tot	Grandeur totale
u	Relatif aux gaz frais (unburnt)
V	Relatif à l'évaporation

Autres notations

Symbole	Description
$\bar{.}$	Opérateur de moyenne temporelle
$< . >$	Opérateur de moyenne de phase
$.'$	Fluctuation totale
$\tilde{.}$	Fluctuation (composante) périodique
$.''$	Fluctuation (composante) stochastique
$[.]_y$	Grandeur intégrée suivant y
D/Dt	Dérivée particulaire

Abréviations

Acronymes	Description
CEDRE	Calcul d'Écoulements Diphasiques et Réactifs pour l'Énergétique
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CPU	Central Processing Unit
DNS	Direct Numerical Simulation
DPS	Discrete Particule Simulation
GMRES	Generalized Minimal RESidual method
LACOM	Laboratoire de COmbustion Multiphasique
LDI	Lean Direct Injection
LP(P)	Lean Premixed (Prevaporized)
LES	Large-Eddy Simulation
MuStARD	Multi-State Algorithm for Reactive Droplets
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PDI	Phase Doppler Interferometry
PDF	Probability Density Function
PEA	Pré-Exponentielle Ajustée

PIV	Particle Imaging Velocimetry
PVC	Precessing Vortex Core
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RQL	Rich-burn/Quick-mix/Lean-burn
RMS	Root Mean Square
TFLES	Thickened Flame model for LES
TTL	Transistor-Transistor Logic

Partie I : Contexte et état de l'art

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte industriel

Sous l'impulsion des pays émergents, le trafic aérien mondial progresse en moyenne de 5 % par an et doit donc doubler d'ici 15 ans. D'après les prévisions, le nombre de passagers pourrait atteindre 7 milliards en 2050. Dans un contexte de raréfaction des réserves de pétrole et de risque de dérèglement climatique, la réduction de l'empreinte environnementale du trafic aérien est devenue un enjeu politique et économique majeur. En 2000, le consortium ACARE (Advisory Council for Aviation Research an Innovation in Europe) a fixé des objectifs ambitieux pour l'horizon 2050 : réduction de 75 % des rejets de dioxyde de carbone (CO_2), et réduction de 90 % des émissions d'oxyde d'azote (NOx). Pour atteindre ces objectifs, des efforts importants de recherche et de développement sont actuellement engagés dans l'industrie aéronautique. Une première solution envisagée est l'utilisation d'énergies alternatives aux hydrocarbures, en particulier l'électricité d'origine solaire ou produite à partir de piles à combustible embarquées. Néanmoins, la mise en place de ces techniques sur des avions commerciaux ne semble pas envisageable à court et moyen terme, la difficulté majeure se situant au niveau du stockage de l'énergie et de sa distribution vers les organes propulsifs. Pour ces raisons, les principaux moyens d'action concernent l'allégement de la masse structurale des avions, l'amélioration de leur aérodynamisme et la réduction de la consommation des moteurs.

Pour concevoir des turboréacteurs plus performants, plus économes et plus propres, les motoristes misent sur l'optimisation des technologies existantes. Dans les systèmes actuels, le carburant, stocké à l'état liquide, est pulvérisé de manière continue sous la forme d'un brouillard de gouttes dans la chambre de combustion. La dispersion du carburant, son évaporation et le mélange turbulent jouent un rôle déterminant sur la qualité du processus de combustion et sur la formation d'espèces polluantes. Le travail d'optimisation sur l'architecture des chambres de combustion et sur les systèmes d'injection peut donc avoir une répercussion importante sur la performance des foyers aéronautiques. Si les industriels ont de plus en plus recours à la simulation numérique pour aider à la conception des foyers, les modèles en combustion diphasique turbulente restent aujourd'hui limités voire inexistants. Des recherches dans

ce domaine sont donc nécessaires afin de mieux appréhender les phénomènes diphasiques et, *in fine*, élaborer des modèles et des outils de simulation plus adaptés et plus prédictifs. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse.

1.2 Objectifs de la thèse

Sur le plan scientifique, la combustion diphasique a été beaucoup moins étudiée que la combustion au sein d'un milieu purement gazeux. C'est pourquoi, le premier objectif de cette thèse consiste à concevoir un nouveau montage d'essais et construire une banque de données expérimentales en combustion diphasique aérobie, avec des conditions aux limites contrôlées, en vue de valider des outils de simulation numérique. Le second objectif sera de mettre en évidence ou non l'existence des différents régimes de combustion diphasique prévus dans les travaux théoriques de Chiu et al. (1977) [48] et Kerstein et al. (1982) [87]. Pour cela, il s'agit d'étudier qualitativement et quantitativement l'influence de la distribution spatiale des gouttes de carburant sur la structure de flamme, au moyen de diagnostics optiques avancés. Le dernier objectif consiste à proposer des pistes d'amélioration des modèles en combustion diphasique à partir des résultats expérimentaux.

1.3 Plan du mémoire

La présentation de ce travail de thèse est organisée en cinq parties. Dans la première, on rappelle le principe de fonctionnement des turbomachines, puis, les équations générales et les modèles relatifs à la simulation des écoulements diphasiques réactifs sont présentés. Le chapitre suivant constitue un état de l'art des différents travaux théoriques, numériques et expérimentaux, traitant des interactions turbulence/spray/combustion. L'accent est porté sur les études expérimentales réalisées sur les flammes diphasiques turbulentes. Cette synthèse sera utilisée pour définir le montage d'essais et le plan d'expérience développés au cours de cette thèse. La seconde partie concerne la définition du montage expérimental PROMÉTHÉE. Les différents choix de conception sont justifiés un à un. Les conditions opératoires et l'organisation de la banque de données expérimentales sont définies. Par la suite, on décrit les diagnostics optiques utilisés au cours de cette étude, ainsi que les méthodes de post-traitement associées. Dans la troisième partie, on présente la construction de la base de données du montage PROMÉTHÉE. Ce travail consiste à caractériser chaque phase d'établissement de l'écoulement, à savoir la phase de soufflage (écoulement d'air seul), la phase de carburation (écoulement d'air avec l'injection de carburant) et la phase de puissance (écoulement diphasique réactif). Ce travail se poursuit par l'étude de la distribution spatiale de gouttes dans la chambre de combustion en conditions réactives. Des études statistiques sont réalisées sur les distances entre gouttes. Ensuite, la structure de flamme diphasique est analysée à l'aide de visualisations superposant la position des gouttes et des zones de réaction. La simulation numérique du montage PROMÉTHÉE fait l'objet de la quatrième partie du mémoire. Les différents outils et modèles numériques déployés au cours de cette

étude sont présentés. Les résultats obtenus sont confrontés aux données expérimentales. Une analyse des résultats est réalisée afin d'interpréter certains résultats d'expérience, en particulier en conditions inertes. La dernière partie, principalement théorique, traite de la modélisation de la distribution spatiale de gouttes dans un brouillard et ouvre des perspectives quant à la modélisation de la combustion diphasique dans les codes CFD.

Chapitre 2

Description des turbomachines

Sommaire

2.1 Architecture globale 7
2.2 Cycle thermodynamique et optimisation 9
2.3 Injection de combustible 10
2.3.1 Combustible liquide 10
2.3.2 Composition du kérosène 10
2.3.3 Technologies usuelles d'injection 11
2.4 Conception des chambres de combustion 12
2.4.1 Généralités 12
2.4.2 Brûleur à écoulement axial 13
2.4.3 Brûleur à écoulement swirlé 14

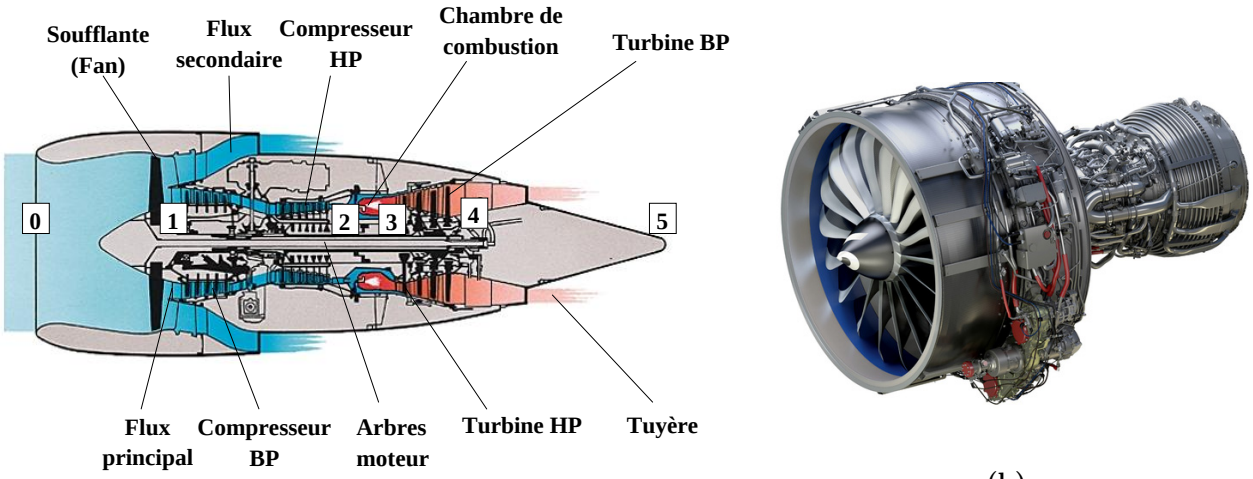
Dans ce chapitre, on présente le principe de fonctionnement des turbomachines. On propose également une description des architectures de chambre de combustion et des systèmes d'injection couramment utilisés dans les turboréacteurs.

2.1 Architecture globale

Par définition, une turbomachine aéronautique est une machine aérobie à flux continu permettant de délivrer un travail mécanique ou une force de poussée à un aéronef. De manière générale, on distingue deux principaux systèmes de propulsion : les moteurs à réaction (turboréacteurs) d'une part, et les moteurs à hélices (turbopropulseurs, turbomoteurs) d'autre part. Dans le domaine de l'aviation civile, ce sont les turboréacteurs à double corps (deux arbres de transmission permettant une vitesse de rotation adaptée des différents composants du moteurs) et à double flux (une partie de l'air contourne le générateur de gaz et se mélange avec les gaz d'échappement à la sortie) qui sont aujourd'hui les plus répandus. Ces moteurs permettent une réduction importante de la consommation et du bruit aux vitesses subsoniques. Un exemple de configuration double corps/double flux, aussi

appelée « turbofan », est présentée en figure 2.1. L'architecture d'un « turbofan » s'organise autour de cinq éléments :

1. une **soufflante** (hélice carénée), assurant l'admission des gaz frais au sein du moteur, et produisant la majeure partie de la poussée ;
2. une succession d'**étages compresseurs**, comprimant l'air afin d'assurer des conditions optimales pour la combustion ;
3. une **chambre de combustion**, au sein de laquelle le mélange carburant/air et son inflammation sont assurés ;
4. une succession d'**étages turbines**, assurant une partie de la détente des gaz brûlés, et permettant de récupérer de l'énergie mécanique afin d'entraîner les compresseurs et la soufflante ;
5. une **tuyère**, permettant d'achever la détente des gaz en sortie, et fournissant la poussée résiduelle par la propulsion d'un jet à haute vitesse ;



(a) **(b)**

Figure 2.1 – **(a)** Schéma de principe d'un turboréacteur double corps/double-flux. Les numéros correspondent à la figure 2.2 **(b)** Moteur LEAP de CFM International (taux de dilution ≈ 10)

Il est intéressant de remarquer que, depuis plusieurs années, une tendance de fond est l'augmentation progressive de la contribution de la soufflante et de l'augmentation du taux de dilution des moteurs [†]. Cette tendance se traduit par l'apparition de turboréacteurs de plus en plus volumineux, en particulier sur les avions commerciaux modernes (A350, A380, Boeing 777). Toutefois, cette solution a des limites car l'augmentation du diamètre de la soufflante, et donc du diamètre extérieur de la nacelle, entraîne une augmentation de la masse du bloc moteur et de la traînée de l'aéronef jusqu'à

†. rapport des débits massiques du flux secondaire (ou dérivé) et du flux principal

des seuils critiques. Afin de lever cette limitation, l'utilisation d'hélices contra-rotatives non-carénées (« open rotor ») est actuellement à l'étude [154].

2.2 Cycle thermodynamique et optimisation

Le fonctionnement d'une turbine à gaz peut être résumé au moyen du cycle thermodynamique de Joule-Brayton. Le cycle idéal, illustré en figure 2.2, se décompose en trois étapes :

1. une **compression isentropique** ;
2. une **combustion isobare** ;
3. une **détente isentropique** ;

Dans un cycle de Joule-Brayton réel, les transformations comportent des irréversibilités qui réduisent la puissance disponible de la machine (pertes thermiques, pertes de charges et fuites).

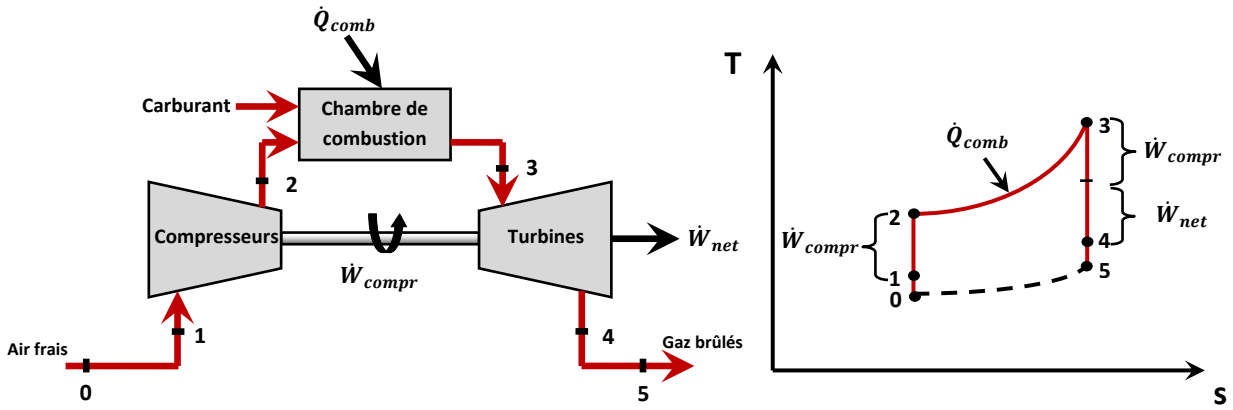


Figure 2.2 – Schématisation du cycle thermodynamique d'une turbine à gaz - Cycle idéal de Joule-Brayton fonction (température T, entropie s). Les numéros sont représentés en figure 2.1

Dans un contexte d'optimisation, on peut montrer que l'efficacité du cycle de Joule-Brayton est d'autant plus grande que le rapport des pressions, $\beta_{compr} = P_2/P_1$, est important. Actuellement, c'est le moteur Rolls-Royce Trent 1000, équipant le Boeing 787 *Dreamliner* qui permet d'atteindre l'un des plus grands rapports de pression de sa catégorie (soit 52:1). Notons aussi que l'efficacité du cycle thermodynamique augmente avec la température en entrée de turbines (T_3). L'augmentation de température requiert, en parallèle, le développement de matériaux toujours plus résistants. À ce propos, remarquons que l'évolution de la tenue thermique des super-alliages a été relativement limitée lors des dernières décennies (+10 K/an [36, 152]). Pour atteindre des gains de consommation spécifique dans les moteurs, plusieurs pistes sont envisagées. Une solution, en rupture technologique avec les systèmes actuels, consiste à remplacer la chambre de combustion du cycle de Joule-Brayton par une chambre

de combustion à cycle de Humphrey (combustion à volume constant). Cette alternative fait l'objet d'un intérêt croissant dans la communauté aéronautique mais demeure toujours à l'état de recherche (c.-à-d. bas niveau de maturité technologique).

De manière plus générale, il apparaît que la combustion est un facteur, parmi d'autres, permettant d'améliorer le rendement global des turbomachines. Toutefois, la réduction des émissions polluantes reste exclusivement liée à l'amélioration de l'efficacité du processus de combustion et à l'optimisation de la conception des brûleurs. Ce dernier point est présenté dans la section suivante.

2.3 Injection de combustible

2.3.1 Combustible liquide

Dans le domaine du transport aérien, le combustible est stocké sous forme liquide. L'utilisation d'un carburant liquide, par rapport à l'utilisation d'un carburant gazeux offre un certain nombre d'avantages :

1. s'affranchir de réservoirs pressurisés (souvent lourds et encombrants) ;
2. simplifier et rendre plus économique la procédure de ravitaillement des aéronefs ;
3. diminuer le risque d'explosion en cas d'accident.

Pour être brûlé efficacement dans les foyers de turbomachines, le carburant liquide doit être pulvérisé sous la forme d'un brouillard de gouttes. En fait, la pulvérisation du carburant permet d'augmenter la surface d'échange avec l'écoulement d'air, ce qui améliore l'efficacité du processus de mélange et garantit une combustion plus rapide et plus complète.

2.3.2 Composition du kérosène

En général, les systèmes propulsifs aérobie emploient le kérosène [†] comme combustible. Le kérosène a été choisi du fait de son fort pouvoir calorifique (43 $MJ.kg^{-1}$) et de son point de congélation très bas (-50°C), compatible avec les températures rencontrées en vol dans la troposphère.

Le kérosène est un mélange d'hydrocarbures dont les chaînes carbonées vont de C_8 à C_{16}. Typiquement, ce mélange contient entre 70 % et 85 % de paraffines (ou alcanes) sous formes linéaires (n-paraffines) ou ramifiées (iso-paraffines). La combustion de ces paraffines permet d'obtenir un dégagement de chaleur par unité de masse important ainsi qu'une combustion avec peu de suie, car le rapport des nombres d'atomes de carbone et d'hydrogène est faible. Les cycloalcanes ont un dégagement de chaleur par unité de masse plus faible et un rapport des nombres d'atomes de carbone et d'hydrogène plus élevé, mais sont essentielles car leur présence permet d'abaisser le point de congélation du kérosène. Le kérosène contient aussi des aromatiques, dans une proportion maximale de 25 %. Enfin, le kérosène contient également de traces de sulfates, d'oxygène et d'azote, qui ont un impact sur

†. aussi connu sous l'appellation Jet-A1

les propriétés de lubrification. Notons que la composition exacte du kérosène varie selon son origine d'extraction et son fournisseur (Total, BP,...) [23]. Pour plus de précisions, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'article de synthèse de Blakey et al. (2010) [25].

2.3.3 Technologies usuelles d'injection

Dans les brûleurs, le rendement de combustion est d'autant plus grand que l'atomisation de carburant est fine, car la combustion est plus complète. Il existe aujourd'hui une grande variété de technologies d'injecteur. On propose ici de présenter les injecteurs les plus couramment utilisés dans les foyers aéronautiques. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter les revues de Lefebvre (1983) [102] et de Ashgriz (2011) [9].

Injecteur à pression Les injecteurs à pression (dits hydrauliques) sont basés sur l'injection de carburant sous pression. Le but ici est de forcer l'éjection de combustible à travers un orifice de petite dimension. L'un des systèmes les plus communs est l'injecteur simplex (« pressure swirl atomizer »), lequel est constitué d'un tourbillonneur (chambre à « swirl ») qui permet d'imposer un moment angulaire au carburant afin d'améliorer le mécanisme d'atomisation en sortie du gicleur (cf. figure 2.3). En général, les brouillards ont la forme d'un cône très ouvert (cône creux ou plein). Lorsque l'orifice est suffisamment petit, ces injecteurs permettent une atomisation particulièrement fine. On notera toutefois que leur évolution est aujourd'hui très limitée, du fait de la difficulté de concevoir des orifices plus étroits ($\sim$ 300 µm [9]).

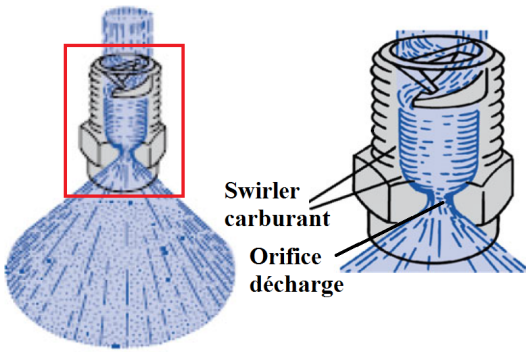


Figure 2.3 – Schéma d'un injecteur de type simplex, extrait de Ashgriz (2011) [9]

Injecteur aéro-mécanique Un autre système très répandu est l'atomiseur de type « prefilming air-blast ». Dans ce dispositif, le carburant est d'abord injecté par un injecteur à pression sur une paroi afin de créer un film liquide, lequel est exposé en aval à deux jets d'air co-axiaux, souvent contra-rotatifs (cf. figure 2.4). L'intérêt du « prefilming » est d'augmenter la surface de contact entre le gaz et le liquide pour favoriser les échanges de quantité de mouvement et l'émergence d'instabilités au niveau de leur interface. L'atomisation primaire consiste en la désintégration de la nappe liquide

en ligaments de grandes tailles. L'atomisation secondaire correspond à la désintégration des ligaments en grosses gouttes, puis, en gouttelettes sphériques †. Généralement, cette technologie offre une bonne qualité d'atomisation mais la conception de ce type d'injecteurs reste délicate.

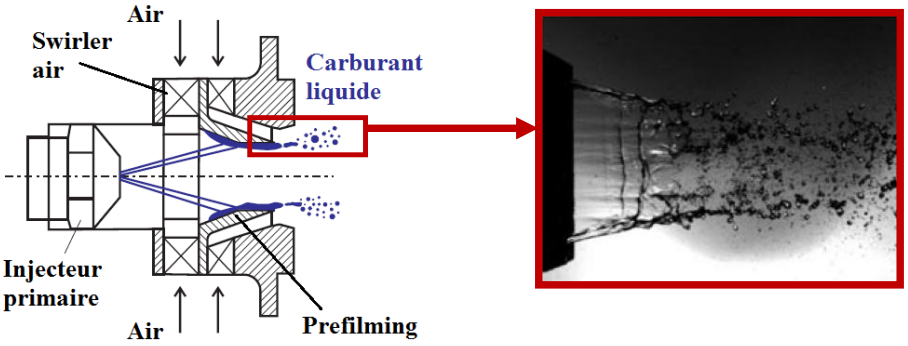


Figure 2.4 – Illustration du principe de fonctionnement d'un injecteur de type « prefilming air-blast ». Photographie d'une nappe de liquide en cours d'atomisation

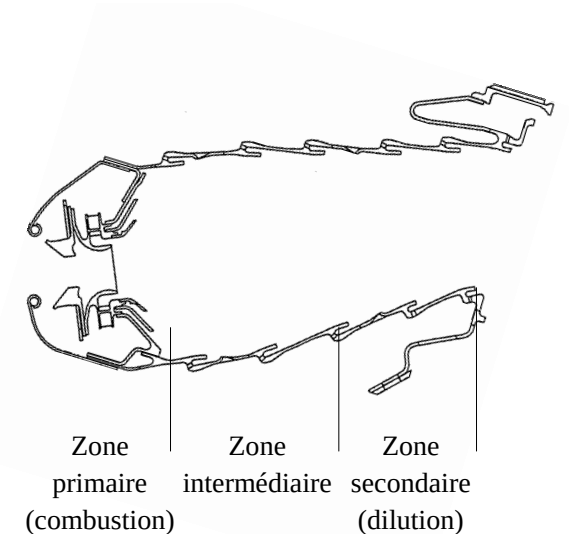
2.4 Conception des chambres de combustion

2.4.1 Généralités

La conception des chambres de combustion constitue une phase critique lors du développement d'un nouveau moteur. En effet, la chambre doit satisfaire un certain nombre de contraintes, poussant les motoristes à une recherche active d'innovations. Le premier compromis de conception consiste à réduire l'encombrement et le poids du foyer, tout en garantissant sa tenue mécanique/thermique et sa durée de vie. Une autre contrainte est de garantir une plage de fonctionnement correspondant aux besoins de propulsion d'un aéronef. La sécurité liée au ré-allumage du moteur, suite à son extinction en vol, doit aussi être assurée. Un dernier critère consiste à réduire autant que possible la production d'espèces polluantes, telles que les oxydes d'azote NO_x ou le monoxyde de carbone CO, sur l'ensemble du cycle de vol.

Toutes ces contraintes ont conduit au développement d'une grande variété d'architectures de chambre de combustion. Certains modèles sont constitués, par exemple, d'un agencement concentrique de chambres tubulaires, que l'on appelle aussi « tubes à flamme ». Un autre exemple est la configuration dite annulaire simple (« single annular combustor ») (cf. figure 2.5), qui est la géométrie la plus répandue aujourd'hui. Cette architecture permet de réduire le volume du moteur et de brûler davantage de carburant. Autre constat, certaines chambres dites à « flux inversé » sont équipées d'un coude de retournement. Tout en préservant la compacité du moteur, le coude de retournement permet d'augmenter la longueur de parcours des gaz brûlés, ce qui garantit une meilleure homogénéisation de la température afin de protéger les ailettes de turbines.

†. en raison des forces de tension de surface



(a)

(b)

Figure 2.5 – **(a)** Vue en coupe d'une chambre de combustion annulaire simple du moteur CFM56 (tirée de Mongia (1998) [119]) **(b)** Photographie d'une chambre de combustion (extraite de Poinsot (2010) [134])

2.4.2 Brûleur à écoulement axial

Les premières chambres de combustion étaient conçues de manière à obtenir un écoulement unidirectionnel (axial), c.-à-d. de l'entrée vers la sortie du brûleur. Le mélange air/carburant et la stabilisation de la flamme étaient assurés par une zone de reciculation générée au moyen d'un accroche-flamme (« flame-holder » ou « bluff-body ») et/ou d'une augmentation brusque de section en entrée de la chambre (« dump combustor »). Aujourd'hui, certains foyers d'hélicoptères fonctionnent toujours sur ce principe, en utilisant des cannes d'injection.

Canne d'injection Dans ce système, le carburant est d'abord pulvérisé grossièrement à l'intérieur d'un tube coudé, appelé canne d'injection. Comme le montre la figure 2.6, la canne est directement immergée à l'intérieur de la chambre de combustion de manière à ce que les flux thermiques favorisent l'évaporation du carburant en amont de la zone de combustion. La présence de la canne dans l'écoulement crée une zone à faible vitesse dans son sillage, ce qui permet la stabilisation d'une flamme. Ce système a l'avantage d'être simple et compact, ce qui explique sa mise en œuvre dans les foyers d'hélicoptères. En revanche ce type d'injecteur ne permet pas d'assurer une bonne pré-vaporisation lors des ré-allumages en haute altitude, en conditions froides. Ces injecteurs ont, de plus, une durée de vie relativement limitée.

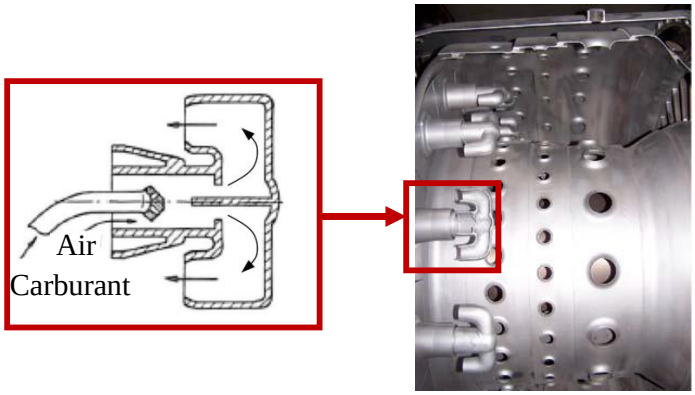


Figure 2.6 – Illustration d'une « canne d'injection » et cliché d'une chambre de combustion d'hélicoptère (Turbomeca), adaptée de Lefebvre (1983) [102]

2.4.3 Brûleur à écoulement swirlé

Pour des moteurs délivrant davantage de puissance, les motoristes ont cherché à concevoir des brûleurs capables de fonctionner à plus grands débits. Pour assurer l'accrochage d'une flamme à des vitesses élevées, des recirculations de l'air en entrée du brûleur doivent être organisées dans ce but. En général, les systèmes d'injection sont équipés de déflecteurs constitués de canaux agencés en vrilles (appelés « swirler ») qui permettent d'imprimer un mouvement de rotation à l'air. Les lignes de courant du gaz suivent alors des lignes hélicoïdales. Lorsque l'écoulement possède une vitesse tangentielle suffisamment élevée, celui-ci présente un gradient de pression inverse selon l'axe de la chambre. Cette topologie d'écoulement entraîne l'apparition d'une zone de recirculation toroïdale, qui, dans certaines conditions, conduit à l'apparition d'une instabilité hydrodynamique fortement énergétique, appelé PVC (« Precessing Vortex Core »). Un tel écoulement giratoire a également pour effet d'augmenter l'atomisation et la qualité du mélange par effet de cisaillement, ce qui conduit à une augmentation notable des rendements de combustion.

Aujourd'hui, trois principaux systèmes mettent en œuvre ce type d'écoulement : RQL, LPP et LDI. Le motoriste Pratt & Whitney travaille sur le concept RQL depuis le début des années 80 [79, 148, 50]. Leurs concurrents directs, à savoir CFM International † d'une côté, et, Rolls-Royce d'autre part, privilégient les architectures à combustion pauvre (technologies LPP et LDI) [58, 50].

Système « Rich-burn/Quick-mix/Lean-burn » Les configurations dites RQL reposent sur le principe suivant : la combustion dans la zone proche primaire s'opère d'abord en régime riche (carburant en excès par rapport au comburant) et le processus se poursuit directement par une combustion pauvre (cf. figure 2.7). Ainsi, ce système permet d'éviter la zone de richesse intermédiaire, autour de la stœchiométrie, où la probabilité de production de NOx est maximale. Suivant ce principe, environ

†. coentreprise des sociétés General Electric et Snecma (groupe Safran)

70 % du débit d'air injecté est dédié à la dilution et au refroidissement, ce qui permet de réduire la persistance des points chauds dans la chambre. Un dernier avantage du concept RQL est son haut degré de stabilité de combustion, du fait de la combustion riche, ce qui permet d'obtenir une large plage de fonctionnement pour un moteur. L'inconvénient majeur de ce type de configuration vient de la difficulté de maîtriser la qualité et la rapidité du mélange dans le brûleur pour tous les régimes moteurs. De fait, si le mélange n'est pas optimal, les systèmes RQL peuvent engendrer une production excessive de CO, ou encore des pertes thermiques au niveau des parois de la chambre.

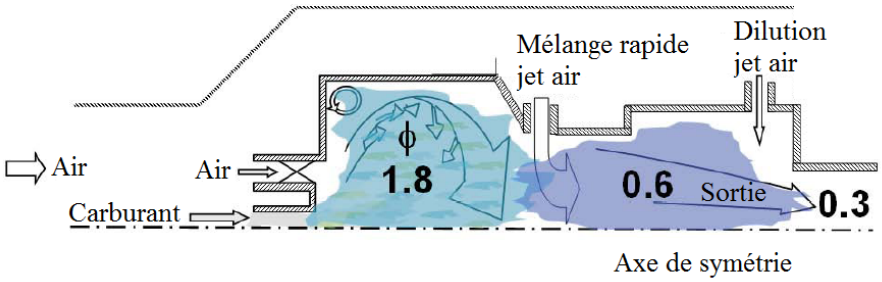


Figure 2.7 – Schéma de principe d'une configuration de type RQL - ϕ, richesse du mélange air/carburant - d'après Samuelsen (2006) [148]

Système « Lean Premixed Prevaporized » Dans un système d'injection LPP, le carburant liquide est d'abord atomisé, puis totalement évaporé et mélangé à l'air en amont de la zone primaire (cf. figure 2.8), ce qui augmente l'efficacité du processus de combustion. La combustion a lieu en régime pauvre (excès d'air) afin de réduire la température de flamme et la production de NOx thermique. Le concept LPP est attractif et est aujourd'hui considéré comme une technologie prometteuse. Toutefois, ces systèmes sont enclins aux instabilités de combustion. Ces instabilités résultent du couplage entre les fluctuations de dégagement de chaleur et les ondes acoustiques. Lorsque les instabilités de combustion atteignent des amplitudes importantes, celles-ci peuvent provoquer des dommages plus ou moins sérieux à la structure, par vibration, par retour de flamme (« flashback flame ») ou encore par fusion des parois exposées à des échanges thermiques intenses. Ces difficultés peuvent être partiellement surmontées par un mélange et une évaporation incomplète du carburant en amont de flamme, comme cela est réalisé dans les systèmes LP (« Lean Premixed »).

Système « Lean Direct Injection » Le concept LDI, basé sur une combustion globalement très pauvre, se distingue du système LPP par l'injection du carburant liquide directement dans la chambre. Une architecture possible de la technologie LDI est la mise en place d'une injection multipoint (« million injection point »). Dans cette configuration, une série de jets liquides est injectée à grande vitesse, perpendiculairement à l'écoulement d'air fortement turbulent, en entrée de la chambre de combustion, ce qui permet d'assurer un mélange rapide et une distribution de vapeur la plus homogène possible

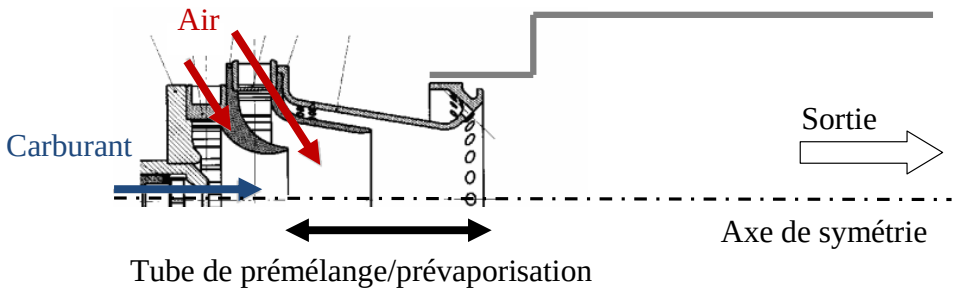
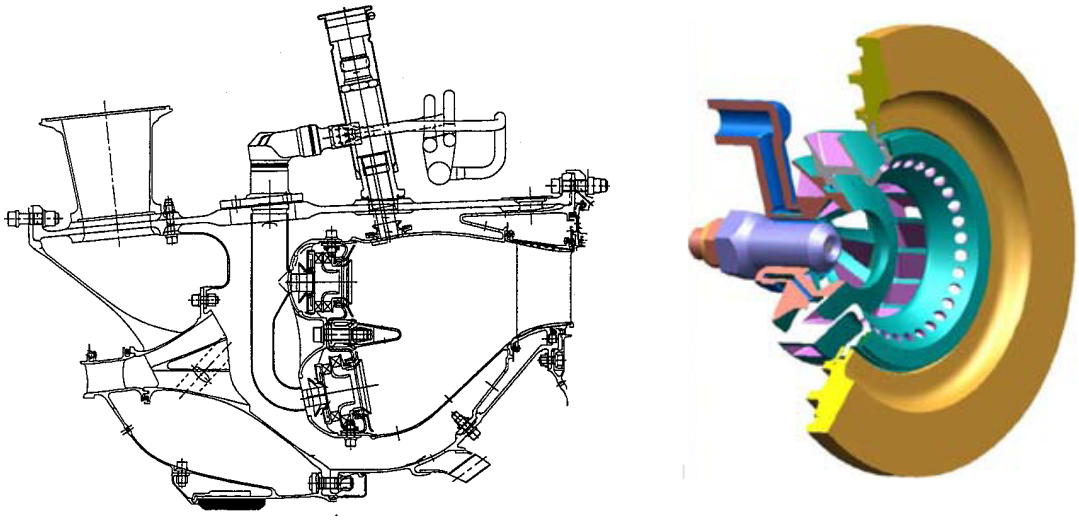


Figure 2.8 – Schéma de principe d'un système LPP constitué d'un dispositif d'injection, un tube de prémélange et d'une chambre de combustion (adapté de [169])

en amont du front de flamme. Contrairement aux systèmes LPP, aucun tube de prémélange n'est nécessaire, ce qui simplifie la conception mécanique du système d'injection et permet une réduction de longueur et de masse du foyer. L'inconvénient principal du concept LDI est l'apparition d'hétérogénéités locales de richesse qui peuvent conduire à des émissions d'espèces polluantes plus difficilement maîtrisables.

Vers des systèmes étagés Si les systèmes d'injection pauvre font l'objet d'un intérêt grandissant pour leur potentiel de réduction d'émissions d'espèces polluantes, ces systèmes souffrent de problèmes d'extinction, en particulier lorsque le moteur fonctionne au ralenti. Pour lever cette limitation, deux solutions ont été envisagées. La première évolution possible consiste à étager la combustion dans une une chambre de combustion à deux têtes (« Dual Annular Combustor »). Dans le cadre du projet européen SIA Team, la Snecma et l'ONERA ont notamment étudié la possibilité de mettre en œuvre une chambre de combustion composée d'un système RQL (stabilisateur) et d'un système LPP (réducteur de NOx) [125]. On notera également qu'une version du moteur CFM56 met à profit la solution de la combustion étagée (cf. figure 2.9(a)). Une deuxième évolution possible consiste à regrouper deux systèmes d'injection en un seul (cf. figure 2.9(b)). L'injecteur pilote est alors spécialement conçu pour assurer le fonctionnement du moteur au ralenti, et un injecteur principal, optimisé pour la réduction de NOx, est mis à contribution pour des puissances plus importantes.



(a) **(b)**

Figure 2.9 – **(a)** Plan d'une chambre de combustion annulaire à deux étages (moteur CFM56) [119] **(b)** Vue en coupe d'un système d'injection étagé avec un injecteur multipoint en tête de puissance

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes architectures de chambre de combustion, ainsi que différents systèmes d'injection couramment mis en œuvre dans les turbomachines. Au cours de la phase de conception d'une chambre, il n'est donc pas évident de connaître, *a priori*, la configuration la plus optimale. Lors des premiers stades de développement d'un moteur, c'est souvent la méthode empirique « essais-erreurs » qui prédomine. Toutefois, les coûts engendrés sont importants. Dans ce cadre, l'utilisation des simulations numériques s'avère être un outil de conception particulièrement intéressant pour tester plusieurs configurations et d'explorer des pistes d'optimisation à moindre frais. Le prochain chapitre traite des simulations numériques appliquées aux foyers aéronautiques et de la modélisation associée.

Chapitre 3

Simulation numérique appliquée aux foyers aéronautiques

Sommaire

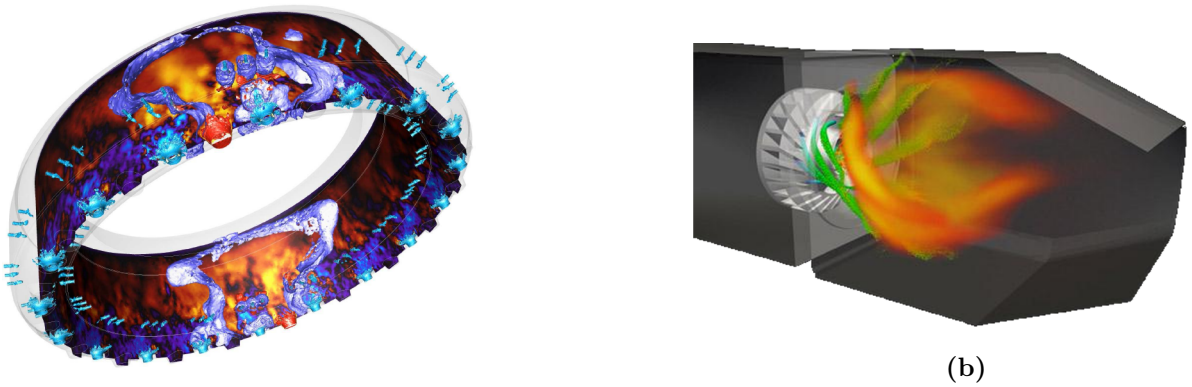
3.1 Intérêts et limites **19**
3.2 Traitement de la phase gazeuse **21**
3.2.1 Équations de conservation 21
3.2.2 Modélisation de la turbulence 24
3.2.3 Modélisation de la combustion 27
3.3 Traitement de la phase dispersée **28**
3.3.1 Différentes descriptions possibles 28
3.3.2 Approche lagrangienne stochastique 29
3.3.3 Dynamique des gouttes 30
3.3.4 Évaporation des gouttes 33
3.3.5 Chauffage des gouttes 39
3.4 Couplage phase gazeuse / phase dispersée **40**
3.4.1 Régime de dilution d'un spray 40
3.4.2 Expression des termes sources 42

Dans ce chapitre, on présente brièvement les équations de Navier-Stokes décrivant les écoulements turbulents, diphasiques et réactifs rencontrés dans les chambres de combustion des turbomachines.

3.1 Intérêts et limites

Pour concevoir des systèmes plus performants et moins polluants, les motoristes ont régulièrement recours à la fabrication de prototypes et à la réalisation d'essais sur bancs instrumentés. Les essais, réalisés sur des chambres de combustion complètes, nécessitent la mise en œuvre d'installations spécifiques, permettant de reproduire l'ensemble des conditions thermodynamiques (pression, température,

débits) en entrée de chambre pour divers régimes de fonctionnement moteur. En France, de tels essais sont réalisés sur des bancs industriels ou au CEPr (Centre d'Essais des Propulseurs). Toutefois, ces essais sont particulièrement onéreux et peuvent impacter la rentabilité d'un moteur. En parallèle, le développement conjoint de méthodes numériques permettant de discrétiser les équations de Navier-Stokes et l'augmentation des capacités de calculs par ordinateurs, ont permis l'émergence de la mécanique fluides numériques (CFD, « Computational Fluid Dynamics »). Depuis les années 60, les laboratoires de recherche ont ainsi contribué au développement de codes de calcul multiphysique. Aujourd'hui, les simulations sont couramment utilisées par les chercheurs pour aider à la compréhension des phénomènes physiques dans des configurations complexes. La figure 3.1 présente deux exemples d'utilisation de simulations numériques appliquées à un foyer aéronautique. La première simulation a permis d'étudier la propagation d'une flamme lors de la phase d'allumage d'une chambre de combustion d'hélicoptère. La seconde a permis d'identifier les régions de l'écoulement où la suie est produite. Si les codes de calculs sont de plus en plus utilisés comme des outils d'aide à la conception dans l'industrie, il n'est, aujourd'hui, pas encore possible de se passer d'essais en conditions réelles, et ce pour deux raisons. La première est liée à la faisabilité de réaliser des simulations sur des configurations complexes, tout en assurant un temps de restitution de calcul compatible avec les contraintes industrielles. La seconde raison correspond aux limites actuelles de la modélisation, en particulier celles liées à la combustion diphasique turbulente. En effet, à cette heure, le caractère prédictif des simulations numériques n'est pas garanti sur l'ensemble des points de fonctionnement d'un moteur (allumage, extinction, régime de décollage/croisière/atterrissage, mode dégradé avec ingestion d'eau ou de cendres, par exemple). Le travail conjoint des chercheurs et des industriels consiste à étendre l'application et la précision des modèles CFD actuels, tout en proposant des procédures rigoureuses d'implémentation dans les codes pour les rendre accessibles et garantir un temps de calcul minimal.



(a) **(b)**

Figure 3.1 – **(a)** Simulation LES avec le logiciel AVBP d'une séquence d'allumage au sein de la chambre de combustion annulaire VESTA (Turbomeca) [27] **(b)** Simulation LES avec le logiciel CEDRE de la production de suie dans une portion de la chambre annulaire TLC (Turbomeca) [52]

3.2 Traitement de la phase gazeuse

3.2.1 Équations de conservation

Nous présentons ici le système d'équations de Navier-Stokes de la phase gazeuse, dans l'approximation des milieux continus et pour un brouillard dilué. La conservation de la masse, des espèces, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale permettent d'établir ces équations sur les grandeurs macroscopiques d'un volume élémentaire de fluide.

Conservation de la masse La conservation de la masse d'un volume élémentaire se traduit par l'équation 3.1, mettant en jeu la masse volumique ρ et le vecteur vitesse de phase gazeuse $\vec{\boldsymbol{u}}$:

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot (\rho \vec{\boldsymbol{u}}) = S_k^{l \to g}} \tag{3.1}$$

où $S_k^{l \to g}$ est le terme source apporté par la phase dispersée (cf. sous-section 3.4.2). La masse volumique du gaz est liée aux grandeurs primitives P et T par la loi des gaz parfaits :

$$\rho = \frac{P\mathcal{M}}{\mathcal{R}T} \tag{3.2}$$

où $\mathcal{R}$ est la constante universelle des gaz parfaits $\mathcal{R} \approx 8{,}314\ J.mol^{-1}.K^{-1}$. La masse molaire $\mathcal{M}$ d'un mélange gazeux de N_e espèces est définie par :

$$\mathcal{M} = \sum_{k=1}^{N_e} X_k \mathcal{M}_k \tag{3.3}$$

où X_k est le fraction molaire de l'espèce k et $\mathcal{M}_k$ est sa masse molaire.

Conservation des espèces Pour un écoulement gazeux comportant N_e espèces, il faut résoudre N_e équations de conservation des espèces :

$$\boxed{\frac{\partial (\rho Y_k)}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot (\rho Y_k \vec{\boldsymbol{u}}) = -\vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot \vec{\boldsymbol{J}}_k + \dot{\omega}_k + S_k^{l \to g}} \tag{3.4}$$

ici, Y_k désigne la fraction massique de l'espèce k. Les fractions massiques et molaires sont reliées par la relation :

$$Y_k = \frac{X_k \mathcal{M}_k}{\mathcal{M}} \tag{3.5}$$

Le terme source $\dot{\omega}_k$ correspond au taux de production / destruction de l'espèce k lors du processus de combustion (cf. éq. 3.29). Enfin, $\vec{\boldsymbol{J}}_k$ est le flux de diffusion de l'espèce k décrit par l'équation 3.6, faisant intervenir $\vec{\boldsymbol{\mathcal{V}}}_k$ la vitesse de diffusion de l'espèce k :

$$\vec{\boldsymbol{J}}_k = \rho Y_k \vec{\boldsymbol{\mathcal{V}}}_k \tag{3.6}$$

Notons que la somme des équations de conservation des espèces (cf. éq. 3.4) doit permettre de retrouver l'équation de conservation de la masse (cf. éq. 3.1). Pour cela, les deux conditions suivantes doivent être respectées :

1. La somme des flux diffusifs doit être nulle :

$$\sum_{k=1}^{N_e} \vec{\boldsymbol{J}}_k = \vec{\mathbf{0}} \tag{3.7}$$

2. La somme des termes sources d'espèces doit être nulle :

$$\sum_{k=1}^{N_e} \dot{\omega}_k = 0 \tag{3.8}$$

On peut écrire la vitesse de diffusion $\vec{\boldsymbol{\mathcal{V}}}_k$ de l'espèce k en négligeant l'effet Soret †, et en utilisant la relation de Fick :

$$\vec{\boldsymbol{\mathcal{V}}}_k = -\mathcal{D}_k \frac{1}{Y_k} \vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_k \tag{3.9}$$

avec D_k le coefficient de diffusion massique et $\vec{\boldsymbol{J}}_k$ le flux de diffusion de l'espèce k, qui s'exprime comme :

$$\vec{\boldsymbol{J}}_k = -\rho \mathcal{D}_k \vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_k \tag{3.10}$$

Conservation de la quantité de mouvement On écrit l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans le cas où l'accélération due à la gravité est négligeable devant les autres termes d'accélération :

$$\boxed{\frac{\partial (\rho \vec{\boldsymbol{u}})}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot (\rho \vec{\boldsymbol{u}} \otimes \vec{\boldsymbol{u}}) = \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot (\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} - P \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{I}}}) + S_{qdm}^{l \to g}} \tag{3.11}$$

avec $\bar{\bar{\boldsymbol{I}}}$, la matrice identité et le tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}$ qui s'exprime, pour un fluide Newtonien, par la relation suivante :

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} = \mu \left[(\vec{\boldsymbol{\nabla}} \otimes \vec{\boldsymbol{u}}) + (\vec{\boldsymbol{\nabla}} \otimes \vec{\boldsymbol{u}})^T \right] + \eta (\vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot \vec{\boldsymbol{u}}) \tag{3.12}$$

La viscosité dynamique μ est reliée à la viscosité cinématique par la relation $\mu = \rho\nu$. Le second coefficient de viscosité, η, est obtenu par la relation de Stokes :

$$\eta = -\frac{2}{3}\mu \tag{3.13}$$

Dans l'équation 3.11, le terme source $S_{qdm}^{l \to g}$, correspond à la contribution des forces volumiques. Son expression est détaillée dans la sous-section 3.4.2.

†. effet du gradient de température sur la diffusion moléculaire

Conservation de l'énergie Il existe différentes formulations permettant de définir la conservation d'énergie. On retient ici l'expression de l'énergie totale non chimique, notée E. L'équation d'évolution est la suivante :

$$\boxed{\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot (\rho E \cdot \vec{\boldsymbol{u}}) = \vec{\boldsymbol{\nabla}}.[(\bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}} - P \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{I}}}) \cdot \vec{\boldsymbol{u}}] - \vec{\boldsymbol{\nabla}} \cdot \vec{\boldsymbol{J}}_E + \dot{\omega_T} + \vec{\boldsymbol{S}}_E^{l \to g}} \tag{3.14}$$

en définissant l'énergie E comme :

$$E = E_t - \sum_{k=1}^{N_e} \Delta h^0_{f,k} Y_k \tag{3.15}$$

où $\Delta h^0_{f,k}$ est l'enthalpie de formation de l'espèce k et E_t l'énergie totale définie comme la somme de l'énergie interne E_u et de l'énergie cinétique :

$$E_t = E_u + \frac{1}{2}\vec{\boldsymbol{u}} \cdot \vec{\boldsymbol{u}} \tag{3.16}$$

Dans l'équation 3.14, $\vec{\boldsymbol{J}}_E$ correspond au vecteur du flux d'énergie totale. Il se décompose en un flux de conduction, un flux d'interdiffusion et un flux lié à l'effet Dufour †. En négligeant ce dernier effet, on a :

$$\vec{\boldsymbol{J}}_E = \vec{\boldsymbol{q}} + \sum_{k=1}^{N_e} h_k \vec{\boldsymbol{J}}_k \tag{3.17}$$

avec h_k les enthalpies des espèces k et $\vec{\boldsymbol{q}}$ le vecteur de flux conductif, qui s'exprime selon la loi de Fourier :

$$\vec{\boldsymbol{q}} = -\lambda \vec{\boldsymbol{\nabla}} T \tag{3.18}$$

Dans l'équation 3.14, le premier terme source $\dot{\omega_T}$ correspond au taux de dégagement de chaleur lié aux réactions chimiques, et s'exprime selon la relation :

$$\dot{\omega_T} = -\sum_{k=1}^{N_e} \Delta h^0_{f,k} \dot{\omega_k} \tag{3.19}$$

Le second terme source, $\vec{\boldsymbol{S}}_E^{l \to g}$, correspond à l'énergie échangée avec la phase dispersée (les effets liés à la gravité et aux termes radiatifs sont négligés).

Données thermophysiques de la phase gazeuse Pour calculer les propriétés thermophysiques, des lois théoriques classiques sont utilisées sur les coefficients de viscosité dynamique μ, de conductivité thermique λ et de diffusion massique $\mathcal{D}_k$ [38].

†. effet du gradient de concentration sur le flux de chaleur

3.2.2 Modélisation de la turbulence

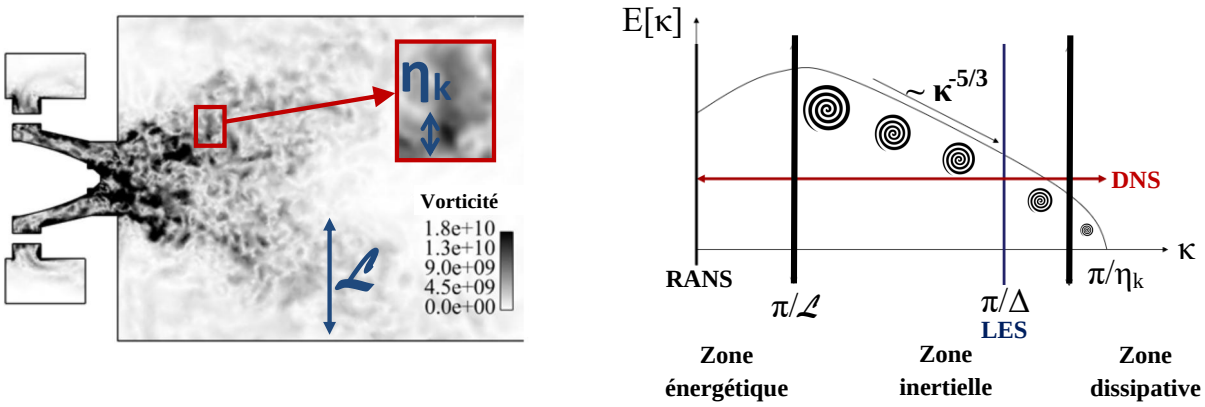
Dans un foyer aéronautique, l'écoulement d'air est turbulent, c.-à-d. ses grandeurs physiques, comme la vitesse locale par exemple, présentent des fluctuations irrégulières en temps et en espace. Le caractère turbulent de l'écoulement traduit l'existence de structures turbulentes à des échelles variées au sein de la chambre. De manière générale, on considère que ces échelles sont comprises entre l'échelle de Kolmogorov, η_K, et l'échelle intégrale, $\mathcal{L}$ (cf. figure 3.2(a)). La première échelle correspond à la taille des plus petits tourbillons de l'écoulement, où l'énergie cinétique turbulente est dissipée en chaleur par les effets visqueux. La seconde correspond à la taille des grosses structures de l'écoulement, où l'énergie cinétique turbulente est produite. L'apparition des tourbillons macroscopiques est généralement liée à la forme de la chambre (confinement, parois perforées) ou encore à la présence du système d'injection qui perturbe l'écoulement. La théorie de la « cascade d'énergie turbulente », introduite par Richardson (1922) [143] et reprise par Kolmogorov et al. (1937) [92], prévoit une autosimilarité de la dislocation des tourbillons ainsi qu'un transfert d'énergie des grosses structures vers les plus petites échelles jusqu'à l'échelle critique de Kolmogorov. Ce transfert d'énergie revêt un caractère universel caractérisé par une décroissance de pente en « -5/3 », dans la zone inertielle (cf. figure 3.2(b)). Plus de détails sur la turbulence et sa modélisation sont disponibles dans les ouvrages de Pope (2000) [136], Chassaing (2000) [42] et Lesieur (2008) [103], par exemple.

La résolution numérique des écoulements de foyer requiert donc la prise en compte de la turbulence. Pour ce faire, il existe quatre méthodes principales :

1. la **simulation moyenne** (RANS), calculant les valeurs moyennes de l'écoulement et modélisant l'ensemble du spectre ;
2. la **simulation en moyenne de phase** (URANS), qui consiste à prendre en compte le terme $\partial/\partial t$ dans les équations RANS et permet de capturer des structures instationnaires cohérentes, à grande échelle uniquement ;
3. la **simulation aux grandes échelles** (LES), calculant l'ensemble des grandes structures de la turbulence et modélisant les plus petites échelles. Dans cette approche, les grandeurs sont filtrés dans l'espace physique par un filtre passe-haut, lequel est dépendant de la taille des cellules de maillage (Δ) ;
4. la **simulation numérique directe** (DNS), où les équations de Navier-Stokes sont directement résolues.

Simulation moyenne (RANS) L'approche RANS consiste à chercher une solution asymptotique stationnaire au problème. L'ensemble du spectre de la turbulence est modélisé. La méthode consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes, après avoir appliqué une moyenne temporelle, équivalente à une statistique d'ensemble pour un processus aléatoire, définie par :

$$\overline{\Psi} = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^{t} \Psi(t)\mathrm{d}t \tag{3.20}$$



(a) (b)

Figure 3.2 – **(a)** Visualisation d'un champ de vorticité instantané dans la chambre de combustion du montage MERCATO (calcul AVBP, CERFACS [156]), illustrant le problème multi-échelle de la turbulence **(b)** Schéma de la densité spectrale d'énergie en fonction du nombre d'onde κ, pour les trois approches DNS, LES, RANS

Cette opération peut être interprétée comme un filtrage. On peut alors introduire des notations communes pouvant être employées à la fois en RANS et en LES.

En RANS, toute valeur instantanée d'une grandeur Ψ peut être décomposée en la somme de sa moyenne temporelle et de ses fluctuations autour de cette moyenne :

$$\Psi(t) = \overline{\Psi} + \Psi'(t) \tag{3.21}$$

L'opérateur de filtrage vérifie les propriétés de linéarité, de conservation des constantes, de commutativité par rapport à la dérivation et de projectivité. Les relations suivantes sont également vérifiées :

$$\overline{\overline{\Psi}} = \overline{\Psi} \quad \text{et} \quad \overline{\Psi'} = 0 \tag{3.22}$$

La moyenne de Favre est utilisée pour les écoulements compressibles et met en œuvre une moyenne pondérée par la masse volumique :

$$\widehat{\Psi} = \frac{\overline{\rho\Psi}}{\overline{\rho}} \tag{3.23}$$

Les fluctuations autour de la moyenne de Favre sont notées $\widehat{\Psi}'$ et la décomposition d'une grandeur Ψ est alors :

$$\Psi(t) = \widehat{\Psi} + \widehat{\Psi}'(t) \tag{3.24}$$

Simulation en moyenne de phase (URANS) Dans l'approche RANS instationnaire, toute valeur instantanée d'une grandeur Ψ peut être décomposée en la somme de sa moyenne temporelle $\overline{\Psi}$, de sa

fluctuation cohérente (périodique) $\widetilde{\Psi}$ et de sa fluctuation stochastique Ψ'' selon :

$$\Psi(t) = \overline{\Psi} + \widetilde{\Psi}(t) + \Psi''(t) \tag{3.25}$$

Dans ce cas la moyenne d'ensemble est équivalente à une moyenne de phase. En notant $< . >$ l'opérateur de moyenne de phase s'écrit comme :

$$< \Psi(t) > = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N+1} \sum_{n=0}^{N} \Psi(t+nT) = \overline{\Psi} + \widetilde{\Psi}(t) \tag{3.26}$$

avec N le nombre de réalisation et T la période du phénomène périodique capturé.

Simulation aux grandes échelles (LES) Dans l'approche LES, les grandeurs sont filtrées dans l'espace physique par rapport à un filtre passe-haut. Les grandes structures tourbillonnaires de la turbulence sont résolues, tandis que les petites structures sont modélisées. Pour modéliser les interactions entre les petites et les grandes échelles de la turbulence, et au sein même des petites échelles, une modélisation de sous-maille est introduite.

L'opération de filtrage de la grandeur Ψ dans l'espace spectral est obtenue par convolution :

$$\overline{\Psi}(\kappa) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\kappa') G_{\Delta}(\kappa - \kappa') \mathrm{d}\kappa \tag{3.27}$$

où G_{Δ} est le noyau du filtre.

En pratique, dans un code CFD, on impose le filtrage dans l'espace physique à la fois par le maillage et par le schéma numérique. La majorité du spectre d'énergie cinétique turbulente, portée par les plus grosses structures tourbillonnaires, est ensuite résolue.

Enfin des termes supplémentaires sont introduits par le filtrage des équations de Navier-Stokes au sens LES, par rapport aux équations RANS. Ces termes sont pris en compte par les modèles de sous-maille (ou modèles SGS, pour « Sub Grid Scale model »).

Simulation numérique directe (DNS) L'approche DNS nécessite une discrétisation spatiale et temporelle de l'ensemble des échelles de la turbulence. À noter que le nombre de points nécessaires à la résolution d'un écoulement de turbulence homogène isotrope (THI), dont la taille caractéristique est l'échelle intégrale $\mathcal{L}$, est de l'ordre de $\mathcal{O}(Re_{\mathcal{L}}{}^{9/4})$ [146]. L'utilisation d'une telle approche est marginale pour des calculs de foyer de combustion, en raison des coûts et temps de calculs prohibitifs.

Dans le contexte industriel, les méthodes RANS sont aujourd'hui les plus utilisées du fait de leur faible coût CPU. La LES et la DNS restent, quant à elles, réservées à une utilisation pour des travaux de recherche. Cependant, l'augmentation continue des capacités des calculateurs permet aujourd'hui aux motoristes d'exploiter de plus en plus les outils LES dans les bureaux d'études pour des calculs

de conception plus précis.

3.2.3 Modélisation de la combustion

De manière générale, la combustion dans un foyer est un ensemble de réactions d'oxydoréduction, globalement exothermique, se produisant exclusivement dans la phase gazeuse. Il y a donc lieu de considérer deux étapes : l'évaporation du combustible liquide et la combustion du mélange air/vapeurs obtenu. Ici, on souhaite introduire les notations et les relations décrivant la cinétique chimique (étude des vitesses de réactions chimiques).

Le processus de combustion est décrit à partir N_e espèces différentes et par N_r réactions élémentaires. Chacune de ces réactions peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\sum_{k=1}^{N_e} \nu'_{kj} R_k \rightleftharpoons \sum_{k=1}^{N_e} \nu_{kj} R_k \quad \text{pour } j \in [1; N_r] \tag{3.28}$$

où R_k représente le symbole de l'espèce k, ν'_{kj} et ν''_{kj} sont les coefficients stœchiométriques (directs et inverses respectivement) pour la réaction j.

Le terme source chimique de l'espèce k apparaissant dans les équations de conservation d'espèce et d'énergie (cf. éq. 3.4 et éq. 3.14), correspond au taux de réaction massique qui est donné par :

$$\dot{\omega}_k = \mathcal{M}_k \sum_{j=1}^{N_r} \left(\nu''_{kj} - \nu'_{kj}\right) \left(\mathcal{K}_j^f \prod_{k=1}^{N_e} C_k^{\nu'^*_{kj}} - \mathcal{K}_j^b \prod_{k=1}^{N_e} C_k^{\nu''^*_{kj}}\right) \tag{3.29}$$

où $\mathcal{K}^f$ et $\mathcal{K}^b$ représentent les vitesses de réaction directe (« **f**orward ») et inverse (« **b**ackward ») et $C_k = \rho Y_k / \mathcal{M}_k$ est la concentration de l'espèce k. Enfin, les exposants ν^* sont appelés coefficients « exotiques ». Pour des schémas cinétiques détaillés, on a généralement pour une espèce k dans une réaction j, l'égalité : $\nu^*_{kr} = \nu_{kr}$ [21].

Il reste alors à expliciter l'expression des vitesses de réaction, $\mathcal{K}_j^i$, qui s'expriment classiquement sous la forme d'une loi d'Arrhenius-Kooij :

$$\mathcal{K}_j^i = A_j^i T^{\beta_j^i} \exp\left(-\frac{Ea^i}{\mathcal{R}T}\right) \quad \text{avec } i = (f \text{ ou } b) \tag{3.30}$$

où A_i est appelée constante pré-exponentielle et Ea^i est l'énergie d'activation, reliée à la température d'activation $Ta^i = Ea^i/\mathcal{R}$.

Dans les approches LES et RANS, on cherche à calculer le taux moyen de réaction massique $\overline{\dot{\omega}_k}$ qui apparaît dans les équations de conservation filtrées. La difficulté de calculer $\overline{\dot{\omega}_k}$ vient du fait que le taux de réaction instantané $\dot{\omega}_k$ est une fonction complexe (fortement non-linéaire) dépendant des concentrations des espèces mises en jeu, de la température et de la pression. En général, les fluctuations

de ces grandeurs n'étant pas faibles dans les flammes, on montre que :

$$\overline{\dot{\omega}_k} \neq \dot{\omega}_k(\bar{C}_k, \bar{T}, \bar{\rho}) \tag{3.31}$$

Cette inégalité constitue le point de départ de la problématique de modélisation de la combustion turbulente. Pour calculer le taux moyen de réaction il est alors nécessaire de choisir une description de la cinétique chimique et de modéliser les interactions chimie/turbulence. De nombreux modèles existent à ce jour, et Borghi et al. (2000) [29] ont proposé une revue à ce sujet. Parmi les modèles les plus classiques en combustion prémélangée, on citera le modèle Eddy Break-Up (EBU), le modèle de « flammelettes » et le modèle de flamme épaissie (TFLES), par exemple.

3.3 Traitement de la phase dispersée

3.3.1 Différentes descriptions possibles

Pour être représentatives de la réalité, les simulations des écoulements de foyers aéronautiques doivent prendre en compte la présence du brouillard de gouttes de carburant dans l'écoulement d'air. Tout d'abord, il est important de donner une définition générale d'un brouillard de gouttes (que l'on appellera aussi spray ou nuage dans le manuscrit). Un brouillard peut se décrire comme un milieu hétérogène dans lequel une phase continue (gaz) et une phase dispersée (gouttes liquides) coexistent. La phase continue représente alors un mélange gazeux contenant un gaz comburant (de l'air, par exemple), de vapeurs de combustible (provenant de l'évaporation des gouttes) et, éventuellement, de produits gazeux issus du processus de combustion.

Lorsque le spray est composé de gouttes de tailles identiques, on utilisera la dénomination de spray **monodisperse**. Toutefois, dans la plupart des applications industrielles, les brouillards sont constitués de gouttes de tailles différentes, du fait de la mise en jeu de processus aléatoires (atomisation primaire, secondaire, collisions pilotées en partie par la turbulence). On parlera alors de spray **polydisperse**.

Dans les simulations des foyers de turbomachines, les gouttes sont souvent traitées comme des inclusions ponctuelles, sans qu'une résolution explicite de l'écoulement dans la goutte ou autour d'elle ne soit nécessaire. De fait, des lois décrivant l'interaction goutte/fluides ont été développées.

De manière générale, deux approches majeures sont à distinguer pour la description des brouillards dans les simulations des écoulements diphasiques [156] :

1. **description Euler-Euler** : les phases gazeuse et dispersée sont traitées comme des milieux continus. L'information sur les trajectoires individuelles n'est pas pris en compte et les propriétés du spray sont moyennées au sens volumique ou d'ensemble.
   ⊕ Avantages : adapté pour les zones denses du spray, coût numérique indépendant de la densité de particules, couplage simple avec la phase gazeuse, parallélisation du calcul identique au solveur fluide.
   ⊖ Inconvénients : difficulté liée à la description du croisement des trajectoires, prise en compte

de la polydispersion coûteuse.

2. **description Euler-Lagrange** : cette fois, on suit l'évolution de particules individuelles dans leur propre référentiel. La trajectoire de chaque goutte est évaluée selon un bilan de force.
   ⊕ Avantages : prise en compte directe de la polydispersion, implémentation des mécanismes physiques simplifiée.
   ⊖ Inconvénients : dépendance en maillage du couplage entre phases, difficulté de localiser des particules sur un maillage non-structuré.

À l'heure actuelle, il n'existe pas de jugement arrêté quant à la supériorité d'une des deux approches pour des calculs complexes. Pour notre étude, nous utiliserons le code CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique), développé par l'ONERA, qui est une plateforme de calcul multiphysique, constitué en particulier du solveur eulérien CHARME pour traiter la phase gazeuse, et du solveur lagrangien stochastique SPARTE pour traiter la phase dispersée. Dans la suite de ce manuscrit, on s'intéressera exclusivement à l'approche Euler-Lagrange.

3.3.2 Approche lagrangienne stochastique

De manière générale, on parle d'approche lagrangienne déterministe (ou DPS pour « Discrete Particule Simulation ») lorsque chaque goutte du brouillard est suivie individuellement (trajectoire et conditions internes). Toutefois, cette approche peut être particulièrement onéreuse en terme de temps de calcul quand le nombre de gouttes à décrire est important. Une solution judicieuse, qui est couramment mise en œuvre dans les simulations des écoulements diphasiques des chambres de combustion, consiste à avoir recours à une description stochastique du spray, c.-à-d. que la phase dispersée est traitée de manière statistique). Dans l'approche lagrangienne stochastique, à chaque particule numérique on associe plusieurs gouttes réelles. La description du comportement du spray est donc plus globale. La méthode numérique consiste à déterminer à chaque pas de temps les caractéristiques suivantes :

- la position de la particule : $x_{p,i}$ [†] ;
- son rayon : r_p ;
- sa vitesse : $u_{p,i}$;
- sa température : T_p ;
- la vitesse fluctuante du gaz « vue » par la particule : $u_{g,i}$.

L'approche lagrangienne stochastique nécessite d'introduire une fonction densité de particules f_{fp}. Par définition, $f_{fp}(t, x_{p,i}, u_{p,i}, u_{g,i}, r_p, T_p)\mathrm{d}x_{p,i}\mathrm{d}u_{p,i}\mathrm{d}u_{g,i}\mathrm{d}r_p\mathrm{d}T_p$ correspond au nombre moyen [‡] de particules situées à l'instant t, dans l'hypervolume $\mathrm{d}x_{p,i}\mathrm{d}u_{p,i}\mathrm{d}u_{g,i}\mathrm{d}r_p dT_p$ autour du point de coordonnées ($x_{p,i}$,$u_{p,i}$,$u_{g,i}$,r_p,T_p) dans l'espace des phases, avec « p » l'indice d'une particule numérique (point-source).

†. i est un nombre entier correspondant à la coordonnée d'espace, $i = 1$ à 3

‡. au sens statistique, c.-à-d. en moyenne sur un grand nombre de réalisations de l'écoulement

Les méthodes particulaires sont basées sur la discrétisation de la fonction de probabilité, suivant l'expression :

$$f_{fp}(t,\phi) = \sum_{m=1}^{\mathcal{N}_p} \prod_{j=1}^{M} \mathtt{w}_p^{(m)} \cdot \delta[\phi_j - \varphi_j^{(m)}] \tag{3.32}$$

avec $\phi = \{x_{p,i}, u_{p,i}, u_{g,i}, r_p, T_p\}$ les coordonnées indépendantes (ou degrés de liberté), au nombre de M, dans l'espace des phases, φ les coordonnées de référence, δ la fonction « delta » d'un Dirac, $\mathtt{w}$ le poids numérique (nombre de gouttes réelles représentées par la particule numérique) et $\mathcal{N}_p$ le nombre total de particules numériques dans le domaine de calcul. Si toutes les particules numériques ont le même poids alors le nombre total de gouttes réelles dans le domaine N_p est simplement donné par $N_p = \mathtt{w}\mathcal{N}_p$.

De manière plus générale, l'approche lagrangienne repose sur le suivi de chaque particule numérique dans l'écoulement porteur au cours du temps :

$$\frac{\mathrm{D}x_{p,i}}{\mathrm{D}t} = u_{p,i} \tag{3.33}$$

$$m_p \frac{\mathrm{D}u_{p,i}}{\mathrm{D}t} = F_{p,i}^{ext} \tag{3.34}$$

$$\frac{\mathrm{D}m_p}{\mathrm{D}t} = \dot{m}_p \tag{3.35}$$

$$\frac{\mathrm{D}\left(\rho_l c_{P,l} T_p\right)}{\mathrm{D}t} = \dot{Q}_p \tag{3.36}$$

avec $\mathrm{D}/\mathrm{D}t$ la dérivée particulaire, $F_{p,i}^{ext}$ la résultante des forces extérieures agissant sur la particule, m_p sa masse, $\dot{m}_p$ le transfert de masse, ρ_l sa masse volumique, $c_{P,l}$ sa chaleur massique à pression constante et $\dot{Q}_p$ la variation d'énergie. On notera, par ailleurs, qu'il est courant de négliger la rotation d'une particule et de ne considérer que son mouvement de translation.

3.3.3 Dynamique des gouttes

3.3.3.1 Équation BBO

L'équation BBO (Basset (1888) [17], Boussinesq (1903) [31], Oseen (1927) [128]), décrit la dynamique d'une sphère rigide de masse m_p, assimilable à une goutte isolée non-évaporante, en chute libre dans un environnement gazeux, suivant la seconde loi de Newton :

$$m_p \frac{\mathrm{D}\vec{\boldsymbol{u_p}}}{\mathrm{D}t} = \vec{\boldsymbol{F_T}} + \vec{\boldsymbol{F_P}} + \vec{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{inst}} \tag{3.37}$$

Force de traînée stationnaire La force de traînée stationnaire, notée $\vec{F_T}$, correspond à la force agissant sur une goutte sphérique, en l'absence d'accélération relative par rapport à l'écoulement gazeux, dans un environnement à pression uniforme :

$$\vec{F_T} = \frac{1}{2}\pi\rho_g A_p C_d \parallel \vec{u_g} - \vec{u_p} \parallel (\vec{u_g} - \vec{u_p}) \tag{3.38}$$

où $\vec{u_g}$ est la vitesse du gaz porteur, $\vec{u_p}$ la vitesse de la goutte, ρ_g la masse volumique du gaz, A_p la surface du maître couple de la goutte sphérique ($A_p = \pi r_p^2$) et C_d son coefficient de traînée. L'évaluation de ce coefficient peut se faire de différentes manières (cf. figure 3.3). Pour des simulations de foyers aéronautiques, la loi de Schiller et Naumann [153] donne de bons résultats en général (moins de 5 % d'erreur par rapport à l'expérience) :

$$C_d = \begin{cases} \dfrac{24}{Re_p}(1 + 0,15Re_p^{0,687}) & \text{si} \quad Re_p \leqslant 800 \\ 0,445 & \text{si} \quad Re_p > 800 \end{cases} \tag{3.39}$$

avec Re_p le nombre de Reynolds particulaire, dont la définition fait intervenir μ_g la viscosité dynamique du gaz, le diamètre de la goutte et la vitesse relative de la goutte par rapport au gaz :

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p \|\vec{u_p} - \vec{u_g}\|}{\mu_g} \tag{3.40}$$

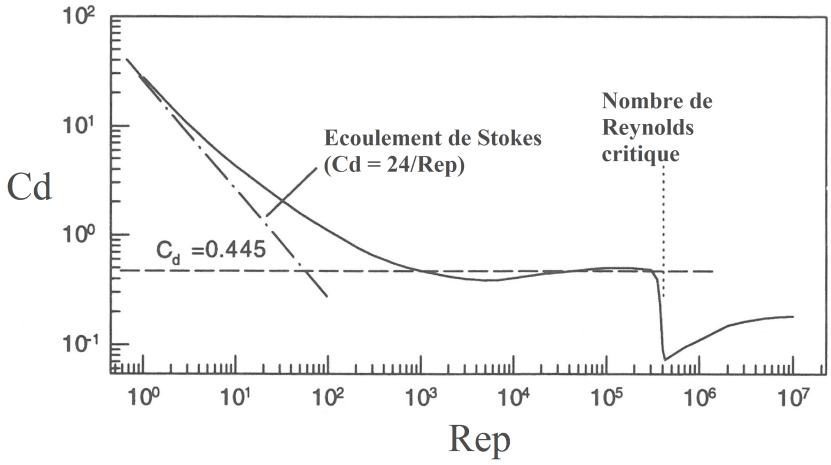


Figure 3.3 – Évolution du coefficient de traînée d'une goutte isolée en fonction du nombre de Reynolds particulaire (adapté de [54])

Force de pression stationnaire La force de pression stationnaire, notée $\vec{F_P}$, dépend du gradient local de pression au niveau de la goutte. Dans le cas particulier d'un gradient de pression hydrostatique, cette force de pression correspond à la résultante de la force de gravité ($\rho_l V_p \vec{g}$) et de la poussée

d'Archimède ($-\rho_g V_p \vec{\boldsymbol{g}}$). En définissant V_p comme le volume de la goutte, on écrit l'expression de la force résultante $\vec{\boldsymbol{F_P}}$:

$$\vec{\boldsymbol{F_P}} = \rho_l V_p \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \vec{\boldsymbol{g}} \tag{3.41}$$

Pour les écoulements ciblés dans cette thèse, le rapport de masse volumique ρ_g/ρ_l est de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{-3})$. De fait, la poussée d'Archimède est négligeable devant le poids de la goutte.

Forces instationnaires de quantité de mouvement Les forces instationnaires sont liées à l'histoire de la goutte. Le premier terme de l'équation 3.42 fait intervenir la force de « masse ajoutée », lequel prend en compte l'accélération/décélération du volume de fluide entourant la goutte. Le second terme correspond à la force de Basset, qui décrit le délai de développement de la couche limite à la surface de la goutte lors d'une accélération. La force $\vec{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{inst}}$ représente la force instationnaire globale :

$$\vec{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{inst}} = \frac{\pi d_p^3}{6}\left[\frac{\rho_g}{2}\frac{\mathrm{d}(\vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{g},*} - \vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{p}})}{\mathrm{d}t} + \frac{9\rho_g}{d_p}\sqrt{\frac{\nu_g}{\pi}}\int_{-\infty}^{t}\frac{\mathrm{d}(\vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{g},*} - \vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{p}})}{\mathrm{d}\tau}\frac{\mathrm{d}\tau}{\sqrt{t-\tau}}\right] \tag{3.42}$$

où $u_{\boldsymbol{g},*}$ représente la vitesse du gaz non perturbé, à la position de la goutte.

Souvent, les forces instationnaires peuvent être raisonnablement négligées dans les simulations des foyers aéronautiques lorsque le rapport de densité ρ_l/ρ_g est élevé ($\sim \mathcal{O}(10^3)$) c.-à-d. à pression modérée et en l'absence de choc ($M \ll 1$).

3.3.3.2 Équation simplifiée de la quantité de mouvement

Dans les simulations des écoulements diphasiques, il est assez courant de négliger l'effet de la gravité, du fait de la petite taille des gouttes (typiquement $d_p \sim \mathcal{O}(10^1)$ µm). En fait, cela revient à supposer que les gouttes sont soumises exclusivement aux forces de traînée dans le milieu gazeux.

L'équation du mouvement particulaire peut finalement s'écrire :

$$\frac{\mathrm{D}\vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{p}}}{\mathrm{D}t} = -\frac{1}{\tau_p}(\vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{p}} - \vec{\boldsymbol{u}}_{\boldsymbol{g}}) \tag{3.43}$$

Cette équation différentielle du premier ordre fait apparaître un temps caractéristique τ_p (appelé temps de relaxation) :

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\mu_g} \cdot \frac{1}{\xi(Re_p)} \tag{3.44}$$

Le facteur correctif ξ permet d'adapter le coefficient de traînée suivant, par exemple, la corrélation de Schiller-Naumann [153] ($\xi(Re_p) = 1 + 0,15Re_p^{0,687}$). Comme pour tout système du premier ordre, lorsque t = τ_p, la goutte, initialement au repos, a atteint 63 % de la vitesse stationnaire de l'écoulement porteur gazeux. Le temps τ_p traduit donc le comportement inertiel d'une particule.

Dans le cadre d'une simulation numérique de type DNS, la vitesse instantanée du gaz est direc-

tement résolue. Pour des simulations de type RANS, par exemple, la vitesse instantanée du gaz le long de la trajectoire d'une particule $\vec{\boldsymbol{u}}_g$, doit être modélisée à partir de la seule connaissance de la vitesse moyenne du gaz en tout point, $\vec{\mathbf{U}}_g$, et des grandeurs moyennes caractérisant la turbulence, généralement l'énergie cinétique turbulente moyenne k et son taux de dissipation ϵ. Classiquement, on décompose la vitesse du gaz le long de la trajectoire d'une particule comme la somme de la vitesse moyenne du gaz au point considéré et d'une « vitesse fluctuante », noté $\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p}$, attachée à la particule :

$$\vec{\boldsymbol{u}}_g = \vec{\mathbf{U}}_g + \vec{\boldsymbol{u}}_{g@p} \tag{3.45}$$

Dans ce travail, on a retenu le modèle Langevin pour calculer le terme $\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p}$ (cf. annexe, équation F.2).

3.3.4 Évaporation des gouttes

3.3.4.1 Modèle de Spalding d'une goutte isolée

Dans les codes de calculs industriels, la résolution du mécanisme d'évaporation des gouttes est un problème qui peut apparaître complexe et coûteux en ressources CPU, en particulier si on souhaite simuler l'ensemble des phénomènes physiques qui interviennent à l'interface de chaque goutte (présence d'une couche limite, d'un sillage, et de recirculations internes à la goutte (vortex de Hill) induites par les effets convectifs). Pour prendre en compte l'ensemble de ces effets, sans passer par la simulation complète des gouttes, il a donc été nécessaire de développer des modèles d'évaporation.

Dans la suite, on présente le modèle d'évaporation initié par Spalding (1953) [162] et Godsave (1953) [73] (résolution d'un problème de « convection-diffusion ») puis repris plus tard par Abramzon et al. (1989) [2] (utilisation de la « théorie du film »). Une description détaillée et une généralisation de ce modèle pour des gouttes multicomposants est présentée par Nje Nje (2000) [124] et Laurent (2008) [99].

La « théorie du film » a été créée pour modéliser les phénomènes de transfert entre un courant gazeux et un objet (paroi, goutte), sans qu'il ne soit nécessaire d'effectuer une étude hydrodynamique complexe. Cette théorie suppose qu'il existe, au voisinage de la goutte, une pellicule de fluide immobile, et que la résistance aux transferts, de matière et de chaleur, est concentrée intégralement à la traversée de ce film. Ainsi, le paramètre qui contrôle l'intensité du transfert est l'épaisseur de la pellicule [33, 76]. Cette théorie offre l'avantage de pouvoir ramener les conditions aux limites infinies au niveau du film ($R_{f,M}$, $R_{f,T}$: respectivement le rayon du film massique et le rayon du film thermique). Par la suite, on indique la phase gazeuse (vapeurs + air), ou les propriétés dans le film gazeux, par l'indice « g », le carburant par « F », et la phase liquide (goutte) par « l ». Les conditions aux limites du film sont les suivantes :

$$\boxed{Y_{F,g}(r = R_{f,M}) = Y_{F,g}^{\infty}} \quad \text{et} \quad \boxed{T_g(r = R_{f,T}) = T_g^{\infty}} \tag{3.46}$$

Dans le modèle d'évaporation de Spalding, un bilan massique et thermique de la goutte permet

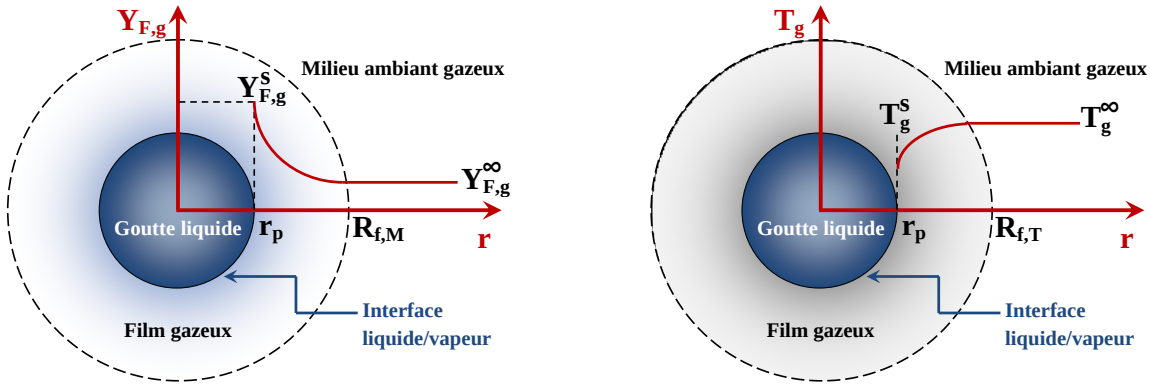


Figure 3.4 – Profils radiaux de la fraction volumique de carburant gazeux et de la température d'après la « théorie du film »

d'obtenir l'évolution temporelle de ces caractéristiques. Le système d'équations décrivant l'évaporation d'une goutte peut être résolu analytiquement à partir des hypothèses suivantes :

Hypothèse 1 : *Le problème est à symétrie sphérique.*

Ainsi, les gouttes doivent être suffisamment petites pour pouvoir considérer qu'elles ne se déforment pas et que l'effet de la gravité est négligeable. Ce choix est judicieux pour des diamètres de gouttes de l'ordre de la dizaine de microns. Ajoutons que les gouttes doivent être suffisamment éloignées entre elles pour justifier qu'elles n'interagissent pas (en général, on considère que le rapport de la distance inter-gouttes δ_s et du diamètre de la goutte d_p est grand, $\delta_s/d_p > 10$). À noter que la convection naturelle ou forcée peut rompre cette symétrie, mais qu'il existe des corrélations pour en tenir compte. Une dernière considération consiste à supposer que la goutte ne se fragmente pas (pas d'atomisation secondaire), ce qui revient à dire que le nombre de Weber est inférieur à une valeur critique, classiquement $We < 12$:

$$We = \frac{\rho_g ||u_p - u_g^\infty||^2 d_p}{\sigma_l} \tag{3.47}$$

avec u_p, u_g les vitesses instantanées de la goutte et de la phase gazeuse à l'infini, d_p le diamètre de la goutte, σ_l la tension de surface du carburant dans l'air.

Hypothèse 2 : *La phase gazeuse est quasi-stationnaire.*

Cela signifie que les transferts de masse et de chaleur dans le film gazeux autour de la goutte s'adaptent instantanément aux conditions limites locales induites par l'évaporation. Cette hypothèse forte peut se justifier par le fait que la masse volumique du liquide est très supérieure à celle du gaz ($\rho_l \gg \rho_g$) ; ce qui est vérifié pour la plupart des hydrocarbures constituants le kérosène ($\rho_l/\rho_g \sim \mathcal{O}(10^3)$), à condition que la pression du gaz ne soit pas trop élevée, c.-à-d. inférieure à la pression critique du combustible. Ainsi, d'une part, la vitesse de récession de la surface, du fait de l'évaporation, est très petite devant

la vitesse du flux de vapeur qui s'en échappe. D'autre part, les variations thermiques de la goutte sont lentes comparées aux variations thermiques du gaz environnant.

Hypothèse 3 : *Les propriétés physiques sont considérées comme uniformes dans la phase gazeuse.*

Les grandeurs physiques (ρ_g, $c_{P,g}$, $\mathcal{D}_g$, μ_g) sont calculées à une température et à une fraction massique de référence, définis de manière *ad hoc*. Si on utilise la règle dite du « tiers » de Hubbard et al. (1975) [82], et en désignant par « s » les conditions à la surface de la goutte et « ∞ » les conditions du champ lointain, on écrit alors :

$$T_g^{ref} = \frac{2}{3}T_g^s + \frac{1}{3}T_g^\infty \tag{3.48}$$

$$Y_{F,g}^{ref} = \frac{2}{3}Y_{F,g}^s + \frac{1}{3}Y_{F,g}^\infty \tag{3.49}$$

La « règle du tiers » est valide pour $P_g^\infty \leq 10$ bar.

Hypothèse 4 : *Le processus est isobare.*

Hypothèse 5 : *Les pressions et températures mises en jeu sont bien en-deçà du point critique du carburant.*

Hypothèse 6 : *La pression est supposée suffisamment faible pour négliger la solubilité de l'air ambiant dans la goutte.*

Hypothèse 7 : *La phase gazeuse est supposée être un mélange idéal de gaz parfaits.*

Hypothèse 8 : *Les effets Soret et Dufour sont négligés.*

En outre, les phénomènes de diffusion sont du premier ordre (proportionnel au gradient). La diffusion de masse est représentée par une loi de diffusion binaire (loi de Fick) et la loi de diffusion de chaleur par une loi de Fourier.

Hypothèse 9 : *Les transferts radiatifs entre la goutte et son environnement sont négligés.*

Abramzon et al. (2006) [1] ont montré que les transferts radiatifs avaient effectivement très peu d'effet sur l'évaporation d'une goutte de n-décane.

Hypothèse 10 : *Les propriétés physiques sont considérées uniformes dans la goutte.*

Hypothèse 11 : *L'équilibre thermodynamique est vérifié au niveau de l'interface liquide-vapeur. Cet équilibre se traduit par l'égalité des températures et des potentiels chimiques.*

L'équilibre des potentiels chimiques est représenté par la loi de Raoult (éq. 3.50) et la pression de saturation est obtenue par la relation de Clausius-Clayperon (ou d'Antoine (éq. 3.51), avec les paramètres a, b, c dépendant du carburant :

$$P_{sat} = X_{F,g}^s P_g^\infty \tag{3.50}$$

$$P_{sat}(T) = \exp\left(a + \frac{b}{c - T}\right) \tag{3.51}$$

Grâce à ces hypothèses, les équations de la phase gazeuse (vapeurs + air) peuvent être traitées sous forme quasi-statique et en coordonnées sphériques. Du fait de la symétrie sphérique de la configuration,

seules les variations selon la coordonnée radiale sont considérées. Les équations de conservation de la masse, des espèces et de l'énergie dans la phase gazeuse sont écrites entre la surface (notée « s ») et le champ lointain (noté « ∞ ») :

$$\boxed{\rho_g r^2 u_{r,g} = cste = \frac{\dot{m}_V}{4\pi}} \tag{3.52}$$

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\rho_g r^2 u_{r,g} Y_{F,g} - \rho_g r^2 \mathcal{D}_g \frac{\mathrm{d}Y_{F,g}}{\mathrm{d}r}\right) = 0} \tag{3.53}$$

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\rho_g r^2 c_{P,g} T_g - \rho_g r^2 \alpha_g c_{P,g} \frac{\mathrm{d}T_g}{\mathrm{d}r}\right) = 0} \tag{3.54}$$

avec α_g la diffusivité thermique et $\dot{m}_V$ le taux d'évaporation de la goutte (ou la variation de la masse de la goutte), $\dot{m}_V \approx -\dot{m}_p$ (si on suppose que la vitesse de régression de la goutte est négligeable).

En intégrant les équations de conservation de l'espèce carburant et de l'énergie, on obtient deux formulations distinctes du taux d'évaporation d'une goutte de rayon r_p :

$$\begin{cases} \dot{m}_V = 2\pi r_p \rho_g \mathcal{D}_g Sh^* \ln(1 + B_M) \\ \dot{m}_V = 2\pi r_p \rho_g \alpha_g Nu^* \ln(1 + B_T) \end{cases} \tag{3.55}$$

avec les nombres de Spalding (massique et thermique) définis comme :

$$\begin{cases} B_M = \dfrac{Y^s_{F,g} - Y^\infty_{F,g}}{1 - Y^s_{F,g}} \\ B_T = \dfrac{c_{P,g}(T^\infty_g - T^s_g)}{L_V(T_p) + \frac{\dot{Q}^s_l}{\dot{m}_V}} \end{cases} \tag{3.56}$$

avec L_V la chaleur latente de vaporisation (énergie dépensée par le changement de phase) et $\dot{Q}^s_l$ le flux de chaleur par conduction dans la goutte (correspondant à l'énergie dépensée pour le chauffage de la goutte (cf . sous-section 3.3.5)).

Dans l'équation 3.55, Sh^* et Nu^* correspondent respectivement aux nombres de Sherwood et de Nusselt modifiés. Ces nombres quantifient l'épaisseur des films de diffusion (massique et thermique) dans lesquels la goutte est confinée. Ils s'expriment selon :

$$\begin{cases} Sh^* = \dfrac{2R_{f,M}}{R_{f,M} - r_p} \\ Nu^* = \dfrac{2R_{f,T}}{R_{f,T} - r_p} \end{cases} \tag{3.57}$$

Pour estimer ces deux nombres adimensionnels, il est courant d'utiliser des corrélations semi-empiriques. On suppose que la goutte subit des effets convectifs d'une part, et des effets de soufflage de couche limite, d'autre part (« écoulement de Stefan »).

Effets convectifs Ranz et al. (1952) [139] ont étudié les effets de la convection forcée pour le cas d'une sphère plongée dans un écoulement gazeux. L'étude d'une sphère poreuse (diamètre constant) a permis d'obtenir deux corrélations empiriques (dites de « Ranz-Marshall ») pour le nombre de Sherwood et le nombre de Nusselt :

$$\begin{cases} Sh_0 = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \\ Nu_0 = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \end{cases} \tag{3.58}$$

où l'indice « 0 » fait référence à l'absence d'évaporation. Ces corrélations permettent de calculer l'épaisseur du film de diffusion massique ($\delta_{M,0}$) et l'épaisseur du film de diffusion thermique ($\delta_{T,0}$), dans le cas d'une convection forcée :

$$\begin{cases} \delta_{M,0} = R_{f,M,0} - r_p = r_p \left(\dfrac{2}{Sh_0 - 2} \right) \\ \delta_{T,0} = R_{f,T,0} - r_p = r_p \left(\dfrac{2}{Nu_0 - 2} \right) \end{cases} \tag{3.59}$$

Effets de soufflage des couches limites À la surface d'une goutte qui s'évapore, le passage de l'état liquide à l'état gazeux s'accompagne d'un saut de masse volumique à l'interface, lequel entraîne, par continuité de masse, une éjection radiale de vapeur. Le phénomène d'épaississement du film massique et thermique est appelé « écoulement de Stefan ». Abramzon et al. (1989) [2] ont montré que l'augmentation du rayon des couches limites dépend du nombre de Spalding selon :

$$\frac{R_{f,i} - r_p}{\delta_{i,0}} = F_i(B_i) \quad \text{avec } i = M \text{ ou } T \tag{3.60}$$

avec la fonction correctrice définie comme :

$$F_i(B_i) = \frac{\ln(1 + B_i)}{B_i} (1 + B_i)^{0,7} \quad \text{avec } i = M \text{ ou } T \tag{3.61}$$

Perspective d'amélioration du modèle Le modèle d'évaporation de Spalding fait l'hypothèse d'une goutte isolée (spray fortement dilué). Or, dans une chambre de combustion aéronautique, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée, en particulier en zone proche injecteur [132]. Des mesures expérimentales, réalisées à l'ONERA, portant sur l'évaporation de trains de gouttes monodisperses ont montré qu'une diminution de la distance inter-gouttes entraîne une réduction du taux d'évaporation [10]. Dès lors, afin de prendre en compte l'interaction entre gouttes voisines dans un brouillard, Su et al. (1997)) [165] et Chiu (2000) [46] proposent de s'appuyer sur une vision moléculaire du spray, afin d'évaluer la probabilité pour une goutte donnée d'avoir une goutte voisine à une certaine distance, et ainsi corriger le taux d'évaporation de la goutte isolée notamment en fonction de la densité locale du spray. Annamalai et al. (1992) [7] et Umemura et al. (2005) [173] présentent une revue des travaux de recherche menés à ce sujet.

3.3.4.2 Loi du d^2

La loi en d^2 permet de décrire la récession du diamètre d'une goutte au repos au cours du temps. Cette loi suppose que la température de la goutte reste uniformes et constante, c.-à-d. en état d'équilibre. L'évolution temporelle du diamètre d_p se déduit simplement à partir de l'expression du débit :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{4}{3}\pi\rho_l r_p^3\right] = -2\pi r_p \rho_g \mathcal{D}_g Sh^* \ln(1+B_M) \tag{3.62}$$

Il s'ensuit l'expression de la réduction du carré du diamètre de la goutte en fonction du temps :

$$d_p^2(t) = d_{p,0}^2 - \beta_V \cdot t \tag{3.63}$$

avec $d_{p,0} = d_p^2(t=0)$, le diamètre initial de la goutte et β_V la constante d'évaporation :

$$\beta_V = 4\frac{\rho_g}{\rho_l}\mathcal{D}_g Sh^* \ln(1+B_M) \tag{3.64}$$

Ce modèle indique que l'évolution temporelle de la surface de la goutte est linéaire. On notera que ce type d'évolution est retrouvée expérimentalement [178]. À partir de cette loi du d^2, on définit un temps caractéristique de l'évaporation, qui correspond à la durée de vie d'une goutte :

$$\tau_V = \frac{d_{p,0}^2}{\beta_V} = \frac{\rho_l \cdot d_{p,0}^2}{4\rho_g \mathcal{D}_g Sh^* \ln(1+B_M)} \tag{3.65}$$

Pour conclure cette partie sur l'évaporation des gouttes, quelques ordres de grandeurs peuvent être utiles pour la suite de ce travail. Le tableau 3.1, résume les résultats expérimentaux réalisés par Wilms (2005) [178] qui a mesuré les constantes d'évaporation de quelques n-alcanes qui composent le kérosène. Il est intéressant de remarquer que plus les carburants sont lourds, moins ils sont volatils. Pour plus de détails sur la modélisation de l'évaporation de gouttes multicomposants, le lecteur est invité à lire les thèses de Nje Nje (2000) [124] et de Laurent (2008) [99].

Enfin, le code CGIT (Code Goutte Isolée et Train) de l'ONERA a été utilisé pour calculer numériquement la constante d'évaporation et la durée de vue d'une goutte de n-décane ($C_{10}H_{22}$) de diamètre initial $d_{p,0} = 25$ µm, immergée dans un environnement d'air au repos à $T_g^\infty = 460$ K et $P_g^\infty = 1$ bar. La fraction massique de carburant est supposée nulle à l'infini ($Y_{F,g}^\infty = 0$). La température initiale de la goutte est imposée à $T_{p,0} = 368$ K ; cette température correspondant à la température d'équilibre de la goutte dans les conditions précédentes. L'utilisation conjointe de la loi d'Antoine (éq. 3.51) et de la loi de Raoult (éq. 3.50) permet d'estimer les fractions molaire et massique de la vapeur de carburant à la surface de la goutte ($X_{F,g}^s = 0{,}077$ et $Y_{F,g}^s = 0{,}29$), ce qui se traduit par un nombre de Spalding massique $B_M = 0{,}41$ (cf. éq. 3.56). Le calcul numérique permet de mesurer *in fine* la constante d'évaporation $\beta_V = 1{,}01 \cdot 10^{-8}$ m^2/s et la durée de vie $\tau_V \approx 60$ ms. On utilisera ces résultats par la suite.

Nom du n-alcane	Nombre d'atomes C	T_g^∞ [K]	β_V [m^2/s]
n-octane	8	296,7 ± 0,5	(4,6 ± 0,10)·10^{-9}
n-decane	10	298,7 ± 0,5	(6,97 ± 0,24)·10^{-10}
n-dodecane	12	302,6 ± 0,5	(9,8 ± 0,4)·10^{-11}
n-hexadecane	16	298,7 ± 0,5	(9,1 ± 0,5)·10^{-13}

Tableau 3.1 – Constantes d'évaporation obtenues expérimentalement pour différents n-alcanes composant le kérosène (en m$^2/s$). Tableau extrait des résultats de [178]

3.3.5 Chauffage des gouttes

Dans les codes industriels, le modèle de conduction de chaleur au sein de la goutte est directement couplé au modèle d'évaporation. Différents modèles de conduction ont été développés et sont détaillés par Doué (2005) [57]. Voici succinctement les caractéristiques des modèles les plus classiques, rangés par ordre croissant de complexité :

1. **modèle à conduction infinie** : la température est supposée uniforme mais varie dans le temps. Le bilan global donne :

$$\dot{Q}_l^s = \frac{4}{3}\pi r_p^3 \rho_l c_{P,l} \frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}t} \tag{3.66}$$

2. **modèle à conduction limitée** : le profil de température est non-uniforme (dépendance radiale, profil parabolique) et la température varie au cours du temps. Dans ce modèle, on résout l'équation de la chaleur dans la goutte. La condition limite s'écrit :

$$\dot{Q}_l^s = 4\pi r_p^2 \lambda_l \left.\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}r}\right|_{r=r_p} \tag{3.67}$$

3. **modèle à conduction effective** : ce modèle est identique au précédent, à l'exception que la conductivité thermique du liquide λ_l est multipliée par un coefficient χ_T pour prendre en compte les effets de convection (vortex de Hill) dans la goutte, selon :

$$\chi_T = 1,86 + 0,86 \tanh\left[2,225 \log\left(\frac{Re_l Pr_l}{30}\right)\right] \tag{3.68}$$

avec Pr_l le nombre de Prandtl, et Re_l le nombre de Reynolds de la phase liquide. Ce dernier est

basé sur la vitesse tangentielle maximale du liquide à la surface U^s_{max} [2, 57] :

$$Pr_l = \frac{\mu_l c_{P,l}}{\lambda_l} \tag{3.69}$$

$$Re_l = \frac{\rho_l U^s_{max} d_p}{\mu_l} \tag{3.70}$$

3.4 Couplage phase gazeuse / phase dispersée

3.4.1 Régime de dilution d'un spray

Un moyen simple pour décrire le régime de dilution d'un brouillard de gouttes consiste à estimer, d'une part, la proportion locale de volume de liquide relativement au volume gazeux et, d'autre part, la fraction massique associée au spray [132]. Ces données peuvent s'écrire respectivement sous la forme d'une fraction volumique liquide α_l et du chargement de masse liquide $\mathcal{M}_l$:

$$\alpha_l = \frac{V_l}{V_{tot}} \tag{3.71}$$

$$\mathcal{M}_l = \frac{m_l}{m_{tot}} \tag{3.72}$$

où V_l, V_{tot}, m_l et m_{tot} sont respectivement les volumes liquide et total, et les masses liquide et totale (gaz + liquide).

Le paramètre de distance C, qui représente le rapport entre l'espacement entre gouttes δ_s et le diamètre des gouttes d_p, peut également être judicieux pour décrire le régime de dilution d'un spray :

$$C = \frac{\delta_s}{d_p} \propto \left(\frac{\pi}{6\alpha_l}\right)^{1/3} \tag{3.73}$$

$$\text{avec} \quad \alpha_l = \frac{\pi}{6} n_l d_p^3 \tag{3.74}$$

où n_l est la densité volumique de liquide (nombre gouttes N_l par unité de volume) :

$$n_l = \frac{N_l}{V_{tot}} \propto \delta_s^{-3} \tag{3.75}$$

La figure 3.5(a)) illustre la pulvérisation d'un jet liquide dans un environnement gazeux. On distingue plusieurs régimes de dilution. Simonin et al. (2002) [160] ont proposé de classifier ces régimes à l'aide des paramètres α_l et $\mathcal{M}_l$:

- $\alpha_l > 10^{-1}$: **régime dense**. Les interactions entre gouttes et les interactions entre phase liquide et gazeuse sont prépondérantes ;
- $10^{-4} < \alpha_l < 10^{-1}$: **régime modérément dense**. Les interactions entre gouttes voisines sont moindres mais ne peuvent être négligées ;

- $\alpha_l < 10^{-4}$ et $\mathcal{M}_l > 10^{-2}$: **régime dilué**. Les collisions et les interactions peuvent être raisonnablement négligées. Les gouttes peuvent être considérées comme isolées les unes des autres †. En revanche, le couplage gaz/liquide doit être pris en compte car l'inertie de la phase dispersée n'est pas négligeable ;
- $\alpha_l < 10^{-4}$ et $\mathcal{M}_l < 10^{-2}$: **régime fortement dilué**. La faible inertie des gouttes permet de négliger l'impact de la phase liquide sur la phase gazeuse.

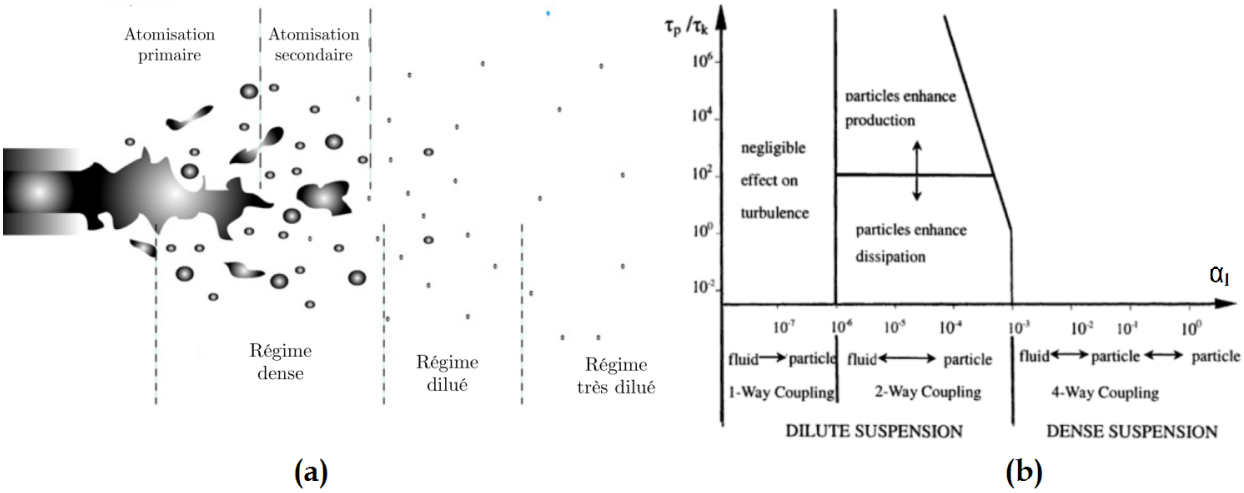


Figure 3.5 – **(a)** Régimes de dilution d'un brouillard issu de l'atomisation d'une nappe liquide (extrait de [84]), **(b)** Diagramme des régimes de dilution d'un écoulement diphasique turbulent (tiré de [59])

Au cours de l'atomisation, les mécanismes de collision entre gouttes, de rupture des nappes ligaments liquides et l'évaporation des gouttes sont pilotés en partie par la turbulence. On peut montrer que le niveau d'interaction entre la turbulence et l'écoulement diphasique dépend de la fraction volumique α_l. En général, on considère trois niveaux de couplage dans les simulations numériques [34] (cf. figure 3.5(b)) :

- $\alpha_l < 10^{-6}$: « **one-way coupling** » (couplage direct ou unilatéral), le brouillard est suffisamment dilué pour considérer qu'il n'a pas d'influence sur l'écoulement porteur ;
- $10^{-6} < \alpha_l < 10^{-3}$: « **two-way coupling** » (couplage inverse ou bilatéral), la présence des particules influence l'écoulement moyen et entraîne une modulation de la turbulence. La turbulence perturbe le brouillard, qui lui-même agit sur la turbulence ;
- $10^{-3} < \alpha_l$, soit $C < 10$: « **four-way coupling** », idem que précédemment à l'exception que les gouttes interagissent entre elles (collisions).

La figure 3.5(b) montre que lorsque $\alpha_l > 10^{-6}$, les gouttes peuvent induire une modulation de

†. le paramètre de distance C étant supérieur à 10 [45]

la turbulence. Par exemple, lorsque le temps de relaxation des gouttes τ_p (cf. éq. 8.9) est très grand devant le temps caractéristique de l'échelle de Kolmogorov τ_K, alors les gouttes favorisent la production de turbulence car elles sont inertielles. À l'inverse, de très petites gouttes peuvent conduire à une dissipation des fluctuations de l'écoulement gazeux.

3.4.2 Expression des termes sources

Lors d'un couplage bidirectionnel (ou « two-way coupling »), l'influence de la phase dispersée sur l'écoulement gazeux est modélisée grâce à des termes sources présents dans les seconds membres des équations de conservation de la phase gazeuse. Les termes sources prennent en compte les échanges de masse, de quantité de mouvement, d'énergie totale.

Le taux d'échange de masse de l'équation de transport de l'espèce vapeur k (cf. équation 3.4) correspond à :

$$S_k^{l\to g} = -\int \dot{m}_p f_{fp} \mathrm{d}u_{p,i} \mathrm{d}u_{g,i} \mathrm{d}r_p \mathrm{d}T_p \tag{3.76}$$

Le taux d'échange de la quantité de mouvement entre les gouttes et le gaz, apparaissant dans l'équation 3.11, s'exprime :

$$S_{qdm}^{l\to g} = -\int \left[F_{p,i}^{ext} + \dot{m}_p u_{p,i}\right] f_{fp} \mathrm{d}u_{p,i} \mathrm{d}u_{g,i} \mathrm{d}r_p \mathrm{d}T_p \tag{3.77}$$

où l'on retrouve les forces volumiques (réaction des gouttes sur le gaz) et la quantité de mouvement de la vapeur produite par évaporation.

Enfin, on écrit l'expression du taux d'échange d'énergie, présent dans équation 3.14, suivant une somme de quatre termes :

$$S_E^{l\to g} = -\int \left[F_{p,i}^{ext} u_{p,i} + \frac{1}{2}\dot{m}_p u_{p,i}^2 + \dot{Q}_l^s + \dot{m}_p L_V(T_p)\right] f_{fp} \mathrm{d}u_{p,i} \mathrm{d}u_{g,i} \mathrm{d}r_p \mathrm{d}T_p \tag{3.78}$$

Dans cette expression on retrouve le travail de la force de traînée, l'énergie cinétique de la vapeur, la chaleur servant à chauffer la goutte et la chaleur fournie pour vaporiser le liquide.

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, on a présenté succinctement la manière dont la phase gazeuse et la phase dispersée sont traitées habituellement dans les codes de calcul. En vue d'améliorer la prédiction des simulations numériques appliquées aux foyers aéronautiques, un certain nombre de progrès restent à faire pour modéliser la physique de la combustion diphasique turbulente. C'est le sujet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Études des interactions turbulence/spray/combustion

Sommaire

4.1 Interactions spray/turbulence **43**
4.1.1 Modulation de la turbulence 43
4.1.2 Dispersion des gouttes 44
4.2 Interactions combustion/turbulence **46**
4.3 Interactions spray/combustion **46**
4.3.1 Niveaux d'interaction 46
4.3.2 Combustion de goutte isolée 48
4.3.3 Régimes de combustion diphasique 51
4.4 Études expérimentales des flammes diphasiques turbulentes **57**

La modélisation de la combustion diphasique turbulente nécessite la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques dans trois domaines principaux : les écoulements turbulents, les écoulements diphasiques avec changement de phase et les écoulements réactifs. Ce chapitre est dédié à la description des interactions entre ces phénomènes.

4.1 Interactions spray/turbulence

4.1.1 Modulation de la turbulence

L'analyse de l'interaction mutuelle spray/turbulence est particulièrement complexe, du fait des nombreux phénomènes physiques mis en jeu et de l'aspect multi-échelle. Les travaux de Hinze (1972) [81] ont permis de mettre en évidence deux mécanismes fondamentaux à l'origine de la modulation de la turbulence :

1. l'augmentation locale du cisaillement due à la présence de gouttes, ce qui se traduit par une altération du spectre d'énergie turbulente de la phase gazeuse à l'échelle de la distance inter-gouttes (δ_s) ;
2. la génération de turbulence dans le sillage de gouttes (effet de traînée).

Des études expérimentales [95, 150, 66] montrent que la présence de gouttes dans un écoulement gazeux peut entraîner une modulation locale des caractéristiques de la turbulence. Suivant le cas étudié, la présence du brouillard atténue ou augmente le niveau d'énergie cinétique turbulente. D'après Elghobashi et al. (1994) [59], l'intensité de modulation de la turbulence dépendrait de la taille des gouttes et du chargement de masse liquide $\mathcal{M}_l$ (ou de la fraction volumique α_l) du spray (cf. figure 3.5(b)).

Les résultats des simulations DNS menées par Squires et al. (1991) [163] révèlent un accroissement de la dissipation d'énergie cinétique turbulente lorsque le chargement de masse liquide augmente et révèlent une faible sensibilité liée au temps de relaxation des gouttes. Boivin et al. (1998) [28] montrent, au moyen de simulations DNS, que la présence du spray a une double action sur l'écoulement gazeux, en apportant, d'une part, de l'énergie aux petites échelles et, d'autre part, en atténuant l'énergie turbulente portée par les plus grandes échelles.

Aujourd'hui, l'établissement d'une classification universelle † des régimes de modulation de la turbulence fait l'objet d'une recherche active. Une revue plus complète est disponible en [15].

4.1.2 Dispersion des gouttes

Le principal effet de l'interaction spray/turbulence est de générer un modèle de dispersion particulier dans lequel les gouttes peuvent être expulsées du cœur des structures turbulentes (ou tourbillons) par force centrifuge et de se concentrer en périphérie de ces structures. Ce phénomène est important puisque la manière dont sont distribuées les gouttes dans une chambre de combustion a un effet direct sur la structure du mélange gazeux issu de l'évaporation, sur l'efficacité de la combustion et sur la production de suie [168]. Pour décrire la dispersion spatiale des gouttes, on utilise généralement le nombre de Stokes. Ce nombre adimensionnel, noté St, correspond au rapport du temps de réponse caractéristique d'une particule (temps de relaxation des gouttes τ_p (cf. éq. 8.9)), sur le temps de réponse caractéristique de la turbulence (τ_g) :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_g} \tag{4.1}$$

Les définitions du nombre de Stokes varient selon les cas. En général, le temps τ_g est choisi en fonction de l'échelle de la structure turbulence considérée ; par exemple le temps associé à l'échelle intégrale τ_I, ou encore le temps associé à l'échelle de Kolmogorov τ_K.

De manière générale, trois cas de figure sont observés expérimentalement [168] et numériquement [140] :

†. indépendante de la configuration étudiée

- $\boldsymbol{St \ll 1}$: les gouttes, peu inertielles vis-à-vis de l'échelle considérée, répondent très rapidement aux fluctuations de l'écoulement gazeux. Les gouttes sont donc dispersées par la turbulence de la même manière que des traceurs, c.-à-d. elles sont en équilibre dynamique avec l'écoulement porteur ;
- $\boldsymbol{St \gg 1}$: les trajectoires des gouttes sont très peu influencées par les modulations de l'écoulement du fait de leur inertie. Les gouttes sont alors capables de traverser les structures sans être perturbées ; on parle alors de trajectoires balistiques ;
- $\boldsymbol{St = St_{crit} \ (\approx 1)}$: dans cette situation intermédiaire, les gouttes se retrouvent agglomérées dans une région extrêmement fine située en périphérie des structures turbulentes c.-à-d. une zone de faible vorticité. C'est l'effet de ségrégation préférentielle. Cette distribution particulière provient de la compétition entre la force de traînée des gouttes et la force centrifuge [63]. La figure 4.1 illustre un exemple de ségrégation préférentielle obtenue par simulation DNS.

Lorsque la distribution en taille de gouttes est polydisperse, la multiplicité des nombres de Stokes peut entraîner une stratification spatiale de la densité en gouttes dans un écoulement [168]. Au cours du processus d'évaporation, cette répartition peut provoquer de fortes hétérogénéités de richesse dans le mélange gazeux. Pour de plus amples détails sur la dispersion des particules, le lecteur est invité à consulter les travaux de Simonin et al. (2002-2006) [160, 64] et de Reveillon et al. (2007) [140].

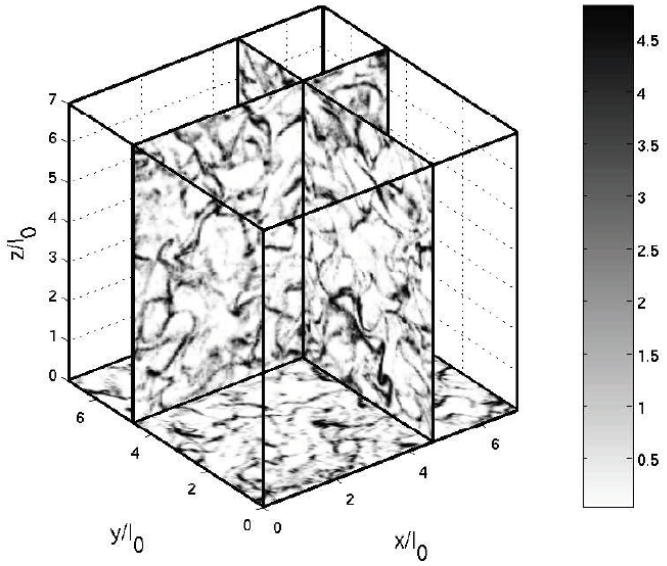


Figure 4.1 – Résultats d'un calcul DNS portant sur la répartition de particules dans un champ gazeux de turbulence homogène isotrope - Échelle de couleur représentative de la concentration en particules (blanc : faible concentration, noir : forte concentration) - Effet de ségrégation préférentielle obtenu pour $St = 1{,}05$ [140]

4.2 Interactions combustion/turbulence

Dans le cadre des flammes monophasiques de prémélange, l'expérience montre que la turbulence, au travers d'interactions avec le front de flamme, peut modifier l'épaisseur et la vitesse de propagation de la flamme. L'influence de la turbulence sur ces paramètres est très complexe et difficilement représentable analytiquement. Toutefois, des corrélations empiriques permettent de décrire la vitesse de propagation d'une flamme turbulente S_T à partir de la vitesse de propagation d'une flamme laminaire S_L. Une expression générale est donnée par :

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + c\frac{k^{1/2}}{S_L} \tag{4.2}$$

où k est l'énergie cinétique de la turbulence et c une constante.

La relation précédente traduit indirectement le rôle que joue la turbulence sur le taux de réaction. On sait aujourd'hui que la turbulence permet d'accroître considérablement l'énergie dégagée par unité de volume par rapport à une combustion laminaire.

En suivant la classification de Barrère (1974) [16], on peut distinguer trois principaux types de flammes turbulentes dans un prémélange :

- $\boldsymbol{k^{1/2}/S_L < 1}$: **régime de flammelettes plissées**. La turbulence n'a d'effet que sur la structure externe de la flamme en la plissant. La flamme présente des « points anguleux » qui traduisent des interactions à petite échelle ;
- $\boldsymbol{k^{1/2}/S_L > 1}$: **régime de flammelettes avec poches**. L'intensité de la turbulence plisse très fortement le front de flamme, ce qui conduit à l'apparition de poches ;
- $\boldsymbol{k^{1/2}/S_L \gg 1}$: **régime de flamme épaissie**. Lorsque les plus petites structures turbulentes ont une taille caractéristique inférieure à l'épaisseur de flamme laminaire alors celles-ci peuvent pénétrer dans la zone de préchauffage, ce qui a pour effet d'épaissir la flamme.

De manière similaire, pour les flammes de diffusion, il est possible d'identifier plusieurs régimes de combustion en comparant les échelles caractéristiques spatiales et temporelles des flammes à celles de la turbulence. Lorsque la turbulence devient assez forte, on peut observer, par exemple, des effets instationnaires qui se caractérisent par des extinctions locales. Pour plus de détails le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de Borghi et al. (2000) [29].

4.3 Interactions spray/combustion

4.3.1 Niveaux d'interaction

D'après Suard (2004) [166] et Paulhiac (2015) [132], on peut caractériser les différents types de flammes laminaires diphasiques selon leur niveau d'interaction spray/combustion (cf. figure 4.2) :

a) **flamme de prévaporisation** : les gouttes de carburant liquide sont complètement évaporées avant d'atteindre la zone de réaction qu'elles alimentent en vapeur. Le mélange est donc mo-

nophasique au niveau du front de flamme. D'après Borghi (2000) [29], cette situation se décrit par la relation : $\tau_V < \tau_R$, avec τ_V le temps de vie des gouttes, et τ_R le temps caractéristique de la combustion (temps de transit des gaz chauds dans une flamme laminaire). Cette relation signifie que la vitesse de propagation du front d'évaporation est plus grande que celle du front de flamme. En se basant sur l'évaporation d'une goutte isolée, on montre alors que l'inégalité précédente peut se réécrire comme :

$$\frac{d_p}{\delta_L} < \sqrt{4Sh^* \frac{\rho_g}{\rho_l} \ln[1 + B_M]} \tag{4.3}$$

À ce stade, il est possible d'estimer le diamètre de goutte critique dans un brûleur aéronautique au moyen de quelques hypothèses. Tout d'abord, à pression ambiante, le rapport des masses volumiques est $\rho_g/\rho_l \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ et l'épaisseur d'une flamme de prémélange laminaire kérosène/air est $\delta_L \approx 2 \cdot 10^{-4}$ m, à la stœchiométrie †. De plus, le nombre de Spalding B_M associé à la combustion kérosène/air est en moyenne égal à $B_M \approx 3{,}4$ [97]. On peut aussi raisonnablement supposer que $Sh^* \approx 2$. Dans cet exemple, toutes les gouttes devraient théoriquement être injectées instantanément à un diamètre $d_p < 20$ µm dans la chambre de combustion pour obtenir une flamme de prévaporisation. À l'heure actuelle une atomisation aussi rapide et aussi fine n'est pas possible. Dans un foyer, il est donc vraisemblable que le brouillard ne parvienne que partiellement prévaporisé au niveau du front de flamme ;

b) **combustion diphasique homogène** : le spray n'est pas complètement évaporé avant d'atteindre la zone de réaction. Dans cette situation, l'espacement inter-gouttes est plus petit que l'épaisseur de la flamme ($\delta_s < \delta_L$). Le brouillard est donc suffisamment dense et homogène pour alimenter un front de flamme continu. Il s'agit d'une situation intermédiaire entre une combustion purement gazeuse et une combustion diphasique hétérogène ;

c) **combustion diphasique hétérogène** : ici, la présence du brouillard modifie très fortement la structure locale de la flamme, notamment avec l'apparition de combustion de gouttes isolées ou de paquets de gouttes. L'épaisseur de la flamme est cette fois plus petite que la distance inter-goutte ($\delta_L < \delta_s$). L'interaction entre le spray et la combustion est forte, ce qui signifie que les phénomènes physiques associés au brouillard et le processus de combustion ne peuvent être découplés.

†. résultats issus d'un calcul de flamme 1D réalisé avec le code CEDRE

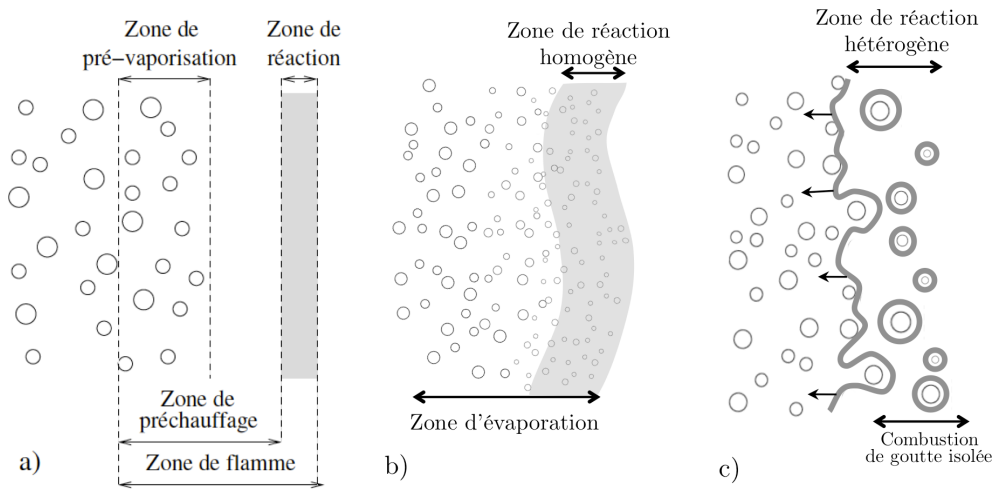


Figure 4.2 – Schéma illustrant les différents niveaux d'interactions spray/combustion **(a)** flamme de prévaporisation, **(b)** combustion diphasique homogène, **(c)** combustion diphasique hétérogène

4.3.2 Combustion de goutte isolée

4.3.2.1 Phénoménologie de l'allumage

Lorsqu'une goutte de carburant volatil est plongée dans une atmosphère comburante préchauffée, le processus d'évaporation se met en place et la diffusion entraîne un transfert de vapeurs combustibles vers le milieu environnant. Au bout d'un certain temps, le mélange des vapeurs de combustible et de l'oxydant entraîne l'apparition d'une zone périphérique potentiellement réactive, c.-à-d. les valeurs des richesses locales sont comprises dans les limites d'inflammabilité du couple carburant/comburant. Dans de telles conditions, un allumage forcé (claquage d'une bougie) ou un auto-allumage (température et délai d'auto-allumage atteints) entraîne l'initiation d'une réaction exothermique dans le voisinage de la goutte. À la fin de la phase d'emballement thermique, une flamme de diffusion entoure la goutte et se stabilise.

Borghi (2000) [29] précise que le rapport du diamètre de flamme enveloppe (d_f) et du diamètre de goutte (d_p) est compris entre $d_f/d_p = [7\ ;\ 17]$ pour une goutte de n-heptane. Liu et al. (2013) [106] mesurent des rapports de diamètres plus petits pour une goutte de n-décane, $d_f/d_p = [4\ ;\ 13]$.

4.3.2.2 Modes de combustion

Des résultats d'expériences canoniques réalisées à bord de la station spatiale internationale, dans des tours de chute libre ou lors de vols paraboliques Zéro-G sont disponibles dans la littérature [123, 122, 62]. Ce type d'études consiste, en général, à mesurer le délai d'allumage d'une goutte pour différents carburants dans un environnement à micro-gravité (sans convection naturelle). Ces expériences révèlent également qu'en l'absence de tout mouvement et de tout système d'accrochage, la flamme de

diffusion enveloppante d'une goutte isolée est parfaitement sphérique (cf. figure 4.3).

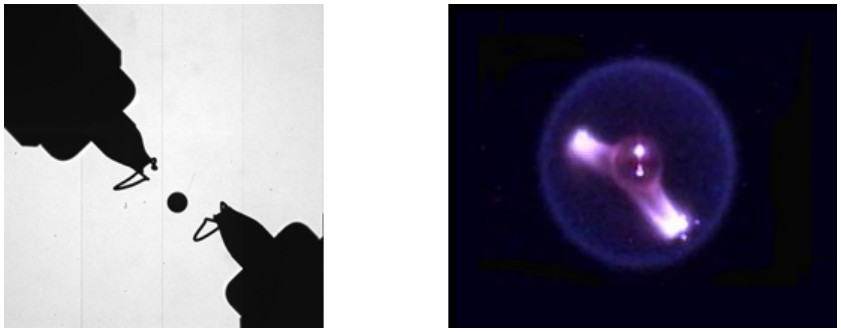


Figure 4.3 – Dispositif d'allumage en condition de micro-gravité (à gauche), et photographie d'une goutte isolée qui brûle avec une flamme enveloppe sphérique (à droite) [122]

Raghavan et al. (2005) [137] ont mené des expériences sur la combustion de gouttes dans un écoulement d'air. Leur montage d'essais consiste en un canal dans lequel est suspendue une sphère poreuse alimentée en carburant (assimilable à une goutte qui s'évapore mais dont le diamètre n'évolue pas). Les auteurs ont observé que la vitesse relative entre la goutte et l'air tend à rompre la symétrie sphérique de flamme enveloppe en la rendant elliptique, selon le sens de l'écoulement (cf. figure 4.4). Cet effet d'étirement de flamme est d'autant plus marqué que les efforts de résistance à l'air sont importants, c.-à-d. à vitesse relative élevée, ou pour des gouttes de grand diamètre. Sur les clichés 4.4, on constate qu'à partir d'une certaine vitesse, le point d'arrêt frontal de la goutte s'éteint. La flamme est alors stabilisée en aval, dans le sillage de la goutte. Le passage d'une flamme enveloppe à une flamme de sillage est symptomatique d'une transition de mode de combustion, c.-à-d. d'une flamme de diffusion à une flamme de prémélange (car les vapeurs de carburant sont transportées par l'écoulement oxydant et se mélangent avant la zone réactive [132]).

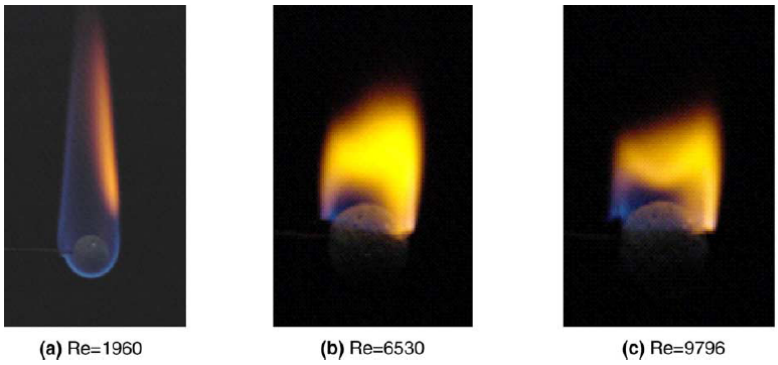


Figure 4.4 – Évolution des modes de combustion pour des sphères poreuses de diamètre 12,2 mm soumises à différentes vitesses d'air. Écoulement du bas vers le haut (tiré de [137])

L'analyse de la transition de mode de combustion d'une goutte isolée soumise à un écoulement

d'air, a également fait l'objet d'un certain nombre d'études numériques [181, 135, 20, 19]. Dans les travaux de Beck et al. (2009) [19], un effort a été fait pour modéliser en détail la cinétique chimique, notamment en considérant la production du radical CH, afin d'identifier les zones de réaction, et la formation de l'espèce polluante NO (cf. [20]). Dans le cas d'une faible vitesse d'air, les auteurs retrouvent bien la situation classique d'une flamme de diffusion sphérique (ou flamme enveloppe), très légèrement étirée (cf. figure 4.5). Les vapeurs de carburant brûlent autour de la stœchiométrie. Dans le mode de combustion de type flamme enveloppe, les hautes températures (pic à 2 072 K) entraînent une production de NOx thermiques. Lorsque la vitesse de l'air augmente, le changement de mode de combustion conduit au développement d'une flamme de sillage. Les auteurs constatent que la distance séparant la goutte de la zone de réaction pilote l'homogénéité du mélange vapeur-air et sa richesse. La richesse du mélange est d'autant plus faible que la flamme est détachée de la goutte. Dans la situation d'une flamme de sillage, la combustion prémélangée pauvre conduit à des intensités de réaction et des températures de combustion moins importantes (pic à 1 935 K). Cette diminution de température se traduit par une plus faible production de NO par rapport au cas d'une flamme enveloppe (environ 4 fois moins).

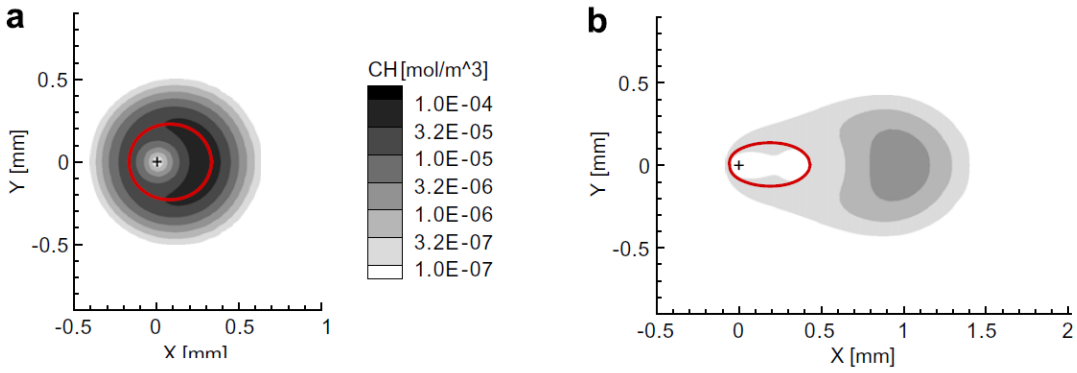


Figure 4.5 – Simulations de la combustion de gouttes de n-heptane (40 µm). La concentration du radical CH est représentative de l'intensité de la zone de réaction. Vitesse d'écoulement d'air : **(a)** $U_g^\infty = 2$ m/s, **(b)** $U_g^\infty = 12$ m/s. — : proportions stoechiométriques, $\phi_{loc} = 1$ (extrait de [19])

4.3.2.3 Phénoménologie de l'extinction

La flamme de diffusion autour d'une goutte ne peut pas être maintenue en toutes conditions. On propose ici de répertorier quelques uns des phénomènes à l'origine de l'extinction d'une goutte préalablement allumée.

Premièrement, lorsque la vitesse relative goutte/air est importante, l'expérience montre qu'il y a transition du mode de combustion (de flamme enveloppe à flamme de sillage) puis extinction complète de la goutte avant qu'elle ne soit consumée [179, 135]. Raghavan et al. (2005) [137] ont montré que l'extinction commence toujours au point d'arrêt frontal, car il y a compétition entre le flux convectif

et la cinétique chimique. Cet effet a d'ailleurs été confirmé par les simulations numériques de Pope et al. (2005) [135]. L'utilisation d'un critère d'extinction basé sur un nombre de Damkhöler critique est discuté par Chiu et al. (1996) [47] et Wu et al. (2010) [180]. De manière identique, pour de très petites gouttes ($d_p \sim 10$ µm), la réaction peut ne plus être maintenue, puisque la chimie devient limitante devant les temps caractéristiques de diffusion des espèces et de température, qui décroissent comme le carré du diamètre de la goutte [100, 179]

En plus du soufflage, un autre effet à considérer est la possibilité d'un excès d'air local dans la zone d'arrêt frontale, celui-ci pouvant entraîner des conditions en-deçà de la limite basse d'inflammabilité.

Enfin, l'extinction d'une goutte peut se produire lorsque celle-ci est grande ($d_p > 1$ mm), du fait des pertes radiatives associées [41, 55].

4.3.3 Régimes de combustion diphasique

4.3.3.1 Théorie de la combustion de groupe

À travers une succession d'études théoriques, Chiu et al. [48, 165, 46] ont proposé une classification de la structure des flammes de brouillard de gouttes. Dans leurs travaux, les auteurs considèrent le cas d'un brouillard sphérique plongé dans un environnement au repos constitué d'oxydant pré-chauffé. La dérivation du système d'équations quasi-statiques fait ressortir un nombre adimensionnel G, aussi appelé « nombre de combustion de groupe ». Ce nombre s'exprime selon la relation suivante :

$$G = 4\pi \overline{n_l} r_p R_b^2 \tag{4.4}$$

où $\overline{n_l}$ est la densité volumique moyenne au sein du brouillard (nombre de gouttes par unité de volume), r_p le rayon des gouttes, R_b le rayon caractéristique du brouillard. Notons que l'expression précédente a été écrite sous une forme simplifiée, c.-à-d. en éliminant certains facteurs qui prennent en compte l'effet convectif de l'évaporation des gouttes. On peut aussi montrer que le nombre G correspond au rapport de la vitesse caractéristique de l'évaporation des gouttes sur la vitesse de diffusion moléculaire (ou thermique) du comburant (ou de la chaleur) à l'intérieur du brouillard. Lorsque le nombre de Peclet † est grand [37], on montre que le paramètre G peut s'écrire : $G \approx 5N^{2/3}/2C$, avec N le nombre total de gouttes dans le nuage et C le paramètre de distance défini à partir de la distance inter-gouttes δ_s ‡ et du diamètre de goutte d_p ($C = \delta_s/d_p$).

À partir du nombre adimensionnel G et du paramètre de distance C, Chiu et al. [48] classifient les structures de flamme diphasique hypothétiques et décrivent la transition régulière entre les différents régimes de combustion (cf. figure 4.6). Les quatre principaux régimes prévus par la théorie sont les suivants :

†. rapport entre le temps caractéristique du transfert de masse par convection et du temps lié au transfert par diffusion
‡. $\delta_s = n^{-1/3}$, sous l'hypothèse simplificatrice d'une répartition régulière de gouttes (gouttes équidistantes)

Régime de « combustion de gouttes isolées » Dans le cas d'un brouillard très dilué ($C \to \infty$), les gouttes sont suffisamment éloignées les unes des autres pour permettre aux gaz chauds de pénétrer au sein du brouillard. Dans ces conditions, les gouttes sont alors susceptibles de s'allumer et de brûler individuellement avec une flamme enveloppe autour d'elles. On parlera aussi de combustion à « faible niveau d'interaction » ($G \to 0$).

Régime de « combustion de groupe (interne) » Lorsque le nombre G augmente (ou que la distance inter-gouttes est moindre), le brouillard peut être divisé en deux zones distinctes. La première constitue la zone d'évaporation de gouttes, située à l'intérieur du brouillard et dans laquelle les vapeurs alimentent la flamme de diffusion principale. La seconde zone, située en périphérie du spray, correspond à une région où la diffusion de l'oxydant est suffisante pour autoriser localement une combustion de gouttes isolées.

Régime de « combustion de groupe (externe) » Dans ce régime, toutes les gouttes s'évaporent, et les vapeurs alimentent une flamme de diffusion unique située à l'extérieur du brouillard. Le rayon de la flamme, R_f, est alors plus grand que le rayon du brouillard ($R_f \geq R_b$). D'un point de vue phénoménologique, la flamme est repoussée à l'extérieur du fait d'un mélange trop riche en vapeur de carburant à l'intérieur du brouillard. La flamme est maintenue dans une région où les conditions sont favorables, vraisemblablement des conditions proches de la stœchiométrie. Ce régime intervient pour des nombres G compris entre $[10^{-1}\,;\,10^{2}]$.

Régime de « combustion externe enveloppante » Dans cette situation, les gouttes sont suffisamment proches les unes des autres (forts effets collectifs), pour qu'il existe un noyau saturé en vapeur de carburant et que certaines gouttes ne s'évaporent plus. Les gouttes en périphérie du brouillard, qui ont accès à l'oxydant et à la chaleur environnante, parviennent à s'évaporer et alimentent la flamme principale. Il est intéressant de remarquer que ce cas asymptotique revient à considérer le brouillard comme une seule goutte brûlant avec une flamme enveloppe autour d'elle.

D'après Kim et al. (1982) [90], les foyers de combustion de turbomachines fonctionnent avec des nombres de combustion de groupe G beaucoup plus grands que 10. Chigier (1983) [45] parvient au même ordre de grandeur en considérant un brouillard dont la densité est d'environ $n = 10^{10}$ gouttes/m^3. Ces résultats suggèrent donc un régime de combustion externe dans la zone primaire des chambres de combustion. Ajoutons, qu'en sortie d'un injecteur de turboréacteur, Candel et al. (1999) [37], ont estimé le nombre de combustion de groupe, $G \approx 670$, et le paramètre de distance, $C \approx 17{,}5$. Correa et al. (1982) [51] montrent que dans la plupart des applications, les spray sont caractérisés par $C \in [5; 10]$. Ces estimations permettent d'envisager une « combustion de groupe (externe) » juste en sortie d'injecteur.

La figure 4.7 présente une vue en coupe hypothétique d'un spray exhibant différents régimes de

combustion. Ici, le cœur central du brouillard, en grisé, alimente une flamme de diffusion externe. La flamme ne pénètre pas à l'intérieur du spray à cause d'une concentration trop importante en gouttes et en vapeur de combustible (ou d'une trop faible pénétration en air). En revanche, du fait de l'expansion du brouillard et de la réduction de la taille des gouttes, la flamme parvient à pénétrer à l'intérieur du spray, ce qui se traduit par une « combustion de groupe (interne) ». Plus en aval, les gouttes continuent de s'évaporer, voire de brûler, jusqu'à leur complète disparition.

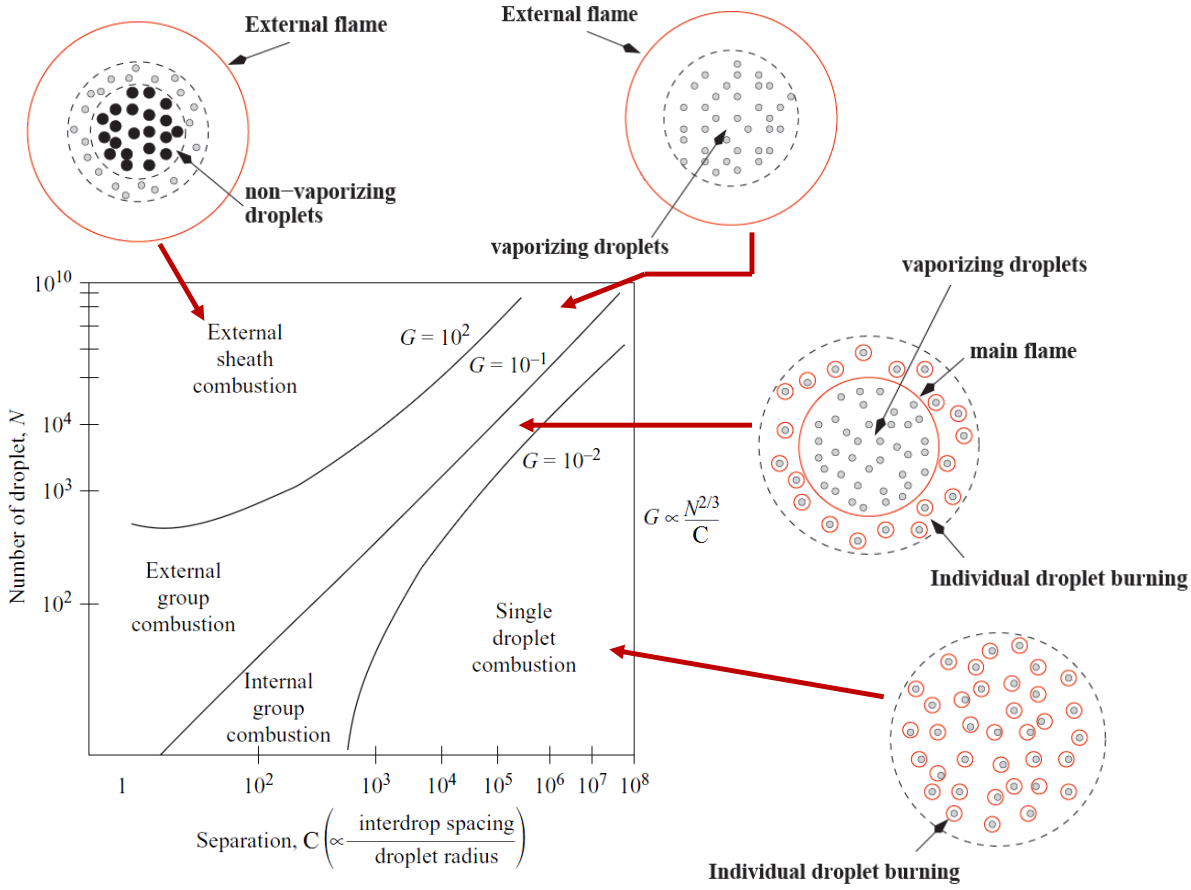


Figure 4.6 – Diagramme des régimes de combustion de groupe. Adapté de [48] et [141]

Chigier (1983) [45] également a proposé l'utilisation d'un autre nombre adimensionnel, noté $\mathcal{B}_l$ et défini comme :

$$\mathcal{B}_l = \alpha_l \frac{\rho_l}{\rho_g} \tag{4.5}$$

avec ρ_l et ρ_g respectivement les masses volumiques du carburant et du gaz environnant, et α_l la fraction volumique de liquide au sein du brouillard :

$$\alpha_l = \frac{\pi}{6} \overline{n_l} d_p^3 \tag{4.6}$$

L'auteur montre ainsi que la transition du régime de « combustion de gouttes isolées » au régime de « combustion de groupe (interne) », opérant à $G \approx 10^{-2}$, correspond à $\mathcal{B}_l \approx 0{,}1$. Si on considère un brûleur fonctionnant à pression ambiante, avec $\rho_l/\rho_g \sim \mathcal{O}(10^3)$), la transition de régime de combustion sera donc obtenue autour d'une fraction volumique $\alpha_l = 10^{-4}$. Ce résultat est intéressant puisque la valeur de fraction volumique de liquide calculée correspond également à la transition de régime d'un « brouillard dilué » en un « brouillard modérément dense » d'après la classification de Simonin et al. (2002) [160] (cf. section 3.4).

La classification initiale proposée par Chiu et al. a par la suite été largement complétée et adaptée aux différentes géométries de nuage (trains ou tableaux, « array », de gouttes), ainsi que pour prendre en compte l'influence de l'écoulement environnant en mouvement [7, 173, 46]. L'influence de la pression a été étudié par Jiang et al. (1994) [85]. D'après les auteurs, les effets d'interaction entre gouttes sont moins importants dans un environnement gazeux sous pression et l'existence du régime de « combustion externe » pourrait être remise en question, notamment lorsque la pression ambiante est proche de la pression critique du carburant. Cette considération est importante puisque de telles conditions sont susceptibles d'être rencontrées dans un foyer de turboréacteur fonctionnant à plein régime (> 20 bar). Des études complémentaires à ce sujet sont nécessaires pour conclure.

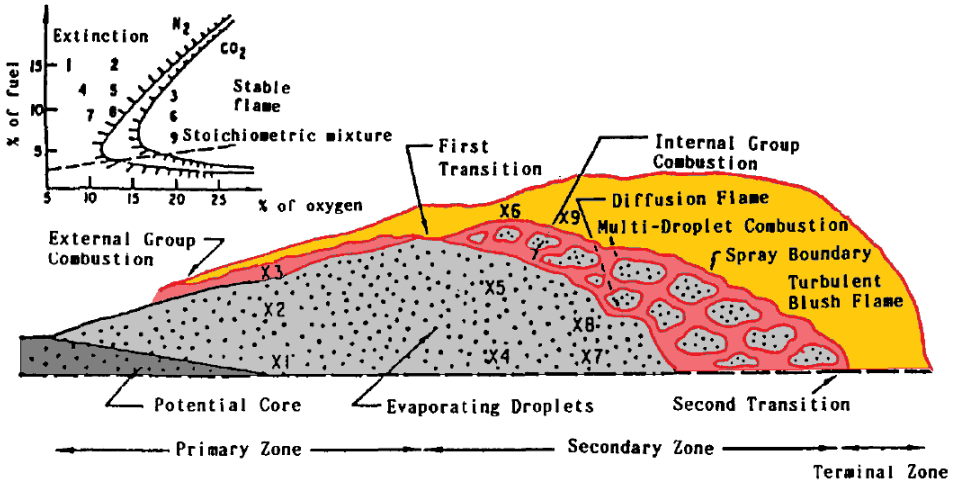


Figure 4.7 – Vue en coupe hypothétique d'un spray non-prémélangé en conditions réactives. La vue illustre les différents régimes de combustion possibles. Annamalai et al. (1992) [7]

4.3.3.2 Théorie de la percolation

Une autre approche d'analyse des régimes de combustion, dénommée « théorie de la percolation » † a été proposée par Kerstein et al. (1982) [87] puis reprise par Borghi et al. (2000) [29]. Dans cette

†. en référence à une méthode développée dans les milieux poreux

approche, les auteurs prennent en compte les propriétés des flammes de diffusion : τ_R et δ_L, respectivement le temps de transit des gaz dans la flamme et l'épaisseur de la flamme. Borghi et al. rappellent ainsi que l'inégalité $\tau_V \ll \tau_R$ caractérise une flamme de prévaporisation et que l'inégalité $\delta_s < \delta_L$ traduit la présence d'une flamme homogène et épaissie. Pour caractériser tous les autres régimes de combustion possibles, les auteurs introduisent un autre paramètre de distance noté S :

$$S = \frac{r_f}{\delta_s} = n^{\frac{1}{3}} r_f \tag{4.7}$$

Le paramètre S permet de comparer l'espacement moyen entre deux gouttes du brouillard (δ_s) et le rayon qu'aurait la flamme enveloppe autour d'une goutte isolée (r_f). Notons que le rayon de flamme enveloppe est proportionnel au rayon des gouttes et dépend intrinsèquement du couple « carburant/-comburant » étudié [97].

À partir de la définition du paramètre S, si l'arrangement des gouttes dans le brouillard était régulier, on obtiendrait uniquement deux situations, suivant que le paramètre est supérieur ou inférieur à une certain valeur critique, proche de l'unité. Toutefois, Borghi et al. (2000) [29] considèrent que l'arrangement des gouttes peut être aléatoire et montrent que trois catégories de brouillard sont à considérer (cf. figure 4.8) :

- $\boldsymbol{S < 0,41}$: l'espacement entre gouttes est suffisant pour que certaines gouttes soient susceptibles de brûler individuellement, ou en petits paquets (deux, trois, ou davantage). Ce régime n'est autre que la généralisation du régime de **« combustion de groupe (interne) »** ;
- $\boldsymbol{0,41 < S < 0,73}$: le brouillard est constitué à la fois de zones diluées potentiellement inflammables et de zones denses non-inflammables. Des poches de gaz et des paquets de gouttes coexistent et peuvent s'enflammer. On parle alors de **« combustion percolante »** ;
- $\boldsymbol{S > 0,73}$: le brouillard est modérément dense mais localement la concentration en gouttes est telle que la combustion y est impossible. Toutefois, les gouttes étant dispersées de manière aléatoire, il existe certainement des poches prémélangées constituées de gaz comburant, de vapeurs de carburant et de produits de combustion qui peuvent ponctuellement s'enflammer. Cette fois, ce sont donc les paquets de gouttes qui entourent les zones de réaction, on parle de **« combustion de poches »**.

Il est intéressant de noter que les deux théories exposées précédemment présentent les mêmes caractéristiques aux limites. Ainsi, lorsque $S \to \infty$, la flamme se déplace vers l'extérieur du spray jusqu'à une position stable plus favorable, et on retrouve le régime de **« combustion externe enveloppante »** (correspondant à $G \to \infty$). À l'inverse, lorsque $S \to 0$, le régime tend vers une **« combustion de gouttes isolées »** (correspondant à $G \to 0$).

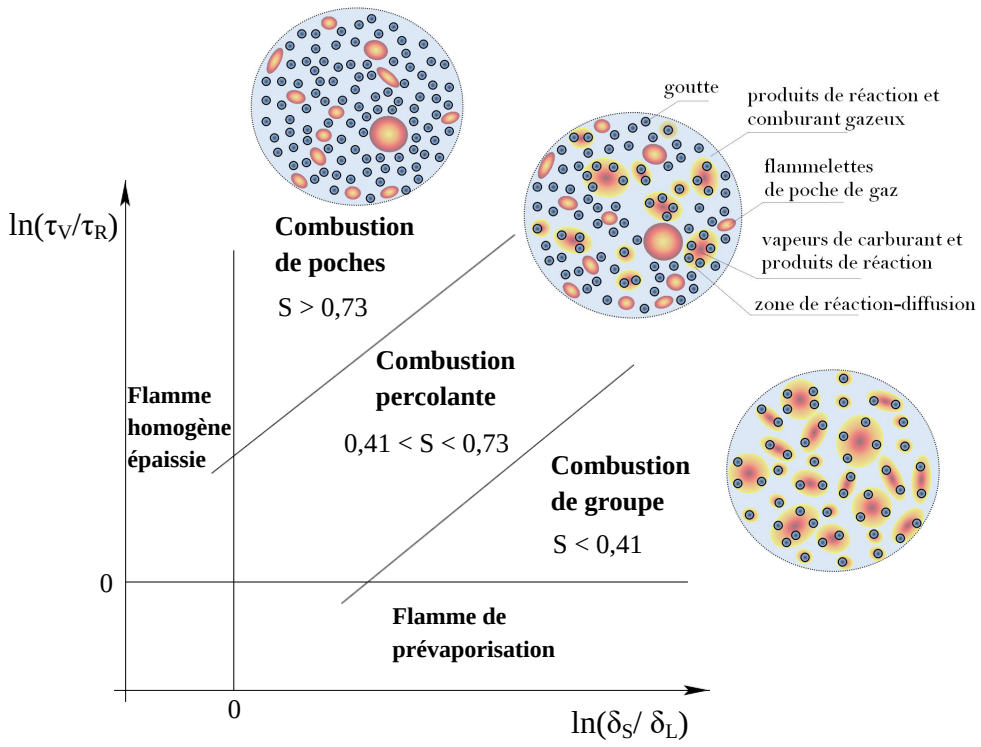


Figure 4.8 – Diagramme des régimes de combustion des brouillards prémélangés suivant la théorie de la percolation. Adapté de Borghi (2000) [29]

4.3.3.3 Vers une classification généralisée

Comme nous l'avons vu précédemment, Chiu et al. et Borghi et al. ont élaboré des diagrammes permettant de caractériser les structures des flammes diphasiques. Toutefois, leurs deux approches présentent deux restrictions majeures :

1. l'écoulement est initialement au repos ;
2. la notion de richesse n'est pas abordée.

Reveillon et al. (2005) [141] ont récemment proposé une amélioration des deux approches précédentes, en considérant la richesse globale et la densité de gouttes à l'injection comme des paramètres clés dans l'analyse des régimes de combustion diphasique. Afin d'étudier la structure des flammes non-prémélangées des brouillards de gouttes, les auteurs ont réalisé des simulations numériques de type DNS 2D. La configuration choisie consiste en un jet de gouttes entouré par deux nappes d'air co-courant, préchauffées et pulsées de manière sinusoïdale. Les gouttes sont composées de n-heptane et sont injectées dans le domaine suivant une distribution monodisperse. Les calculs sont réalisés en utilisant une cinétique chimique réduite.

L'étude paramétrique des auteurs révèle deux évolutions notables. D'une part, l'augmentation

de richesse à l'injection provoque le développent de la combustion non-prémélangée (cf. figure 4.9). D'autre part, une diminution de la densité en gouttes à l'injection modifie directement la structure des flammes, en introduisant des discontinuités dans le front de flamme. À partir de leurs résultats de simulation, Reveillon et al. distinguent trois catégories de régimes de combustion diphasique, elles-mêmes sous-divisées en sous-groupes :

1. **régime de combustion externe** : le front de flamme demeure continu. Deux modes peuvent être observés en fonction de la richesse :
   - « combustion fermée » : pour de faibles richesses, un front de flamme unique, principalement prémélangé, parvient à se stabiliser en enveloppant les gouttes et leur vapeur.
   - « combustion ouverte » : pour des richesses élevées, deux zones de réaction se développent de part et d'autre du jet central de gouttes (flamme de diffusion).
2. **régime de combustion de groupe** : les gouttes s'organisent en plusieurs groupes (ou « clusters ») de gouttes, lesquels brûlent indépendamment les uns des autres. Les flammes de prémélange riches sont souvent couplées avec des flammes de diffusion ;
3. **régime de combustion hybride** : il s'agit d'un régime intermédiaire combinant les deux régimes précédents. Les flammes prémélangés brûlent des groupes de gouttes, tandis que les flammes de diffusion ne parviennent pas à pénétrer dans le jet, du fait d'un environnement trop riche. Le carburant restant est alors consommé dans la flamme de diffusion principale, laquelle est générée entre le jet central et l'écoulement co-courant d'air.

Pour affiner l'analyse des régimes de combustion diphasique, quelques perspectives peuvent être envisagées. En premier lieu, l'aspect polydisperse d'un spray mériterait d'être pris en considération dès l'injection. En effet, des gouttes de tailles différentes ne se comportent pas de la même façon (dispersion spatiale, chauffage, évaporation, inflammation, etc). Lee (1989) [101] a par exemple examiné l'influence d'une distribution bimodale de tailles de gouttes sur l'évaporation globale d'un spray et a montré que les profils de température de fraction massique de carburant peuvent être modifiés au sein du brouillard par rapport au cas monodisperse. La prise en compte de la turbulence et d'une cinétique chimique plus détaillée serait également utile pour calculer plus précisément les propriétés des flammes. La complexité associée à la prise en compte tous ces facteurs pousse les chercheurs à mettre en œuvre des études expérimentales sur des configurations académiques. Ce sujet est exposé dans la section suivante.

4.4 Études expérimentales des flammes diphasiques turbulentes

Si la combustion gazeuse (flammes monophasiques) a été largement étudiée par le passé, il existe à ce jour peu de visualisations ou de mesures dans les flammes de brouillards. Les connaissances au sujet de la structure des flammes diphasiques turbulentes sont donc assez limitées pour l'heure. On se propose ici de présenter quelques études expérimentales majeures sur le sujet.

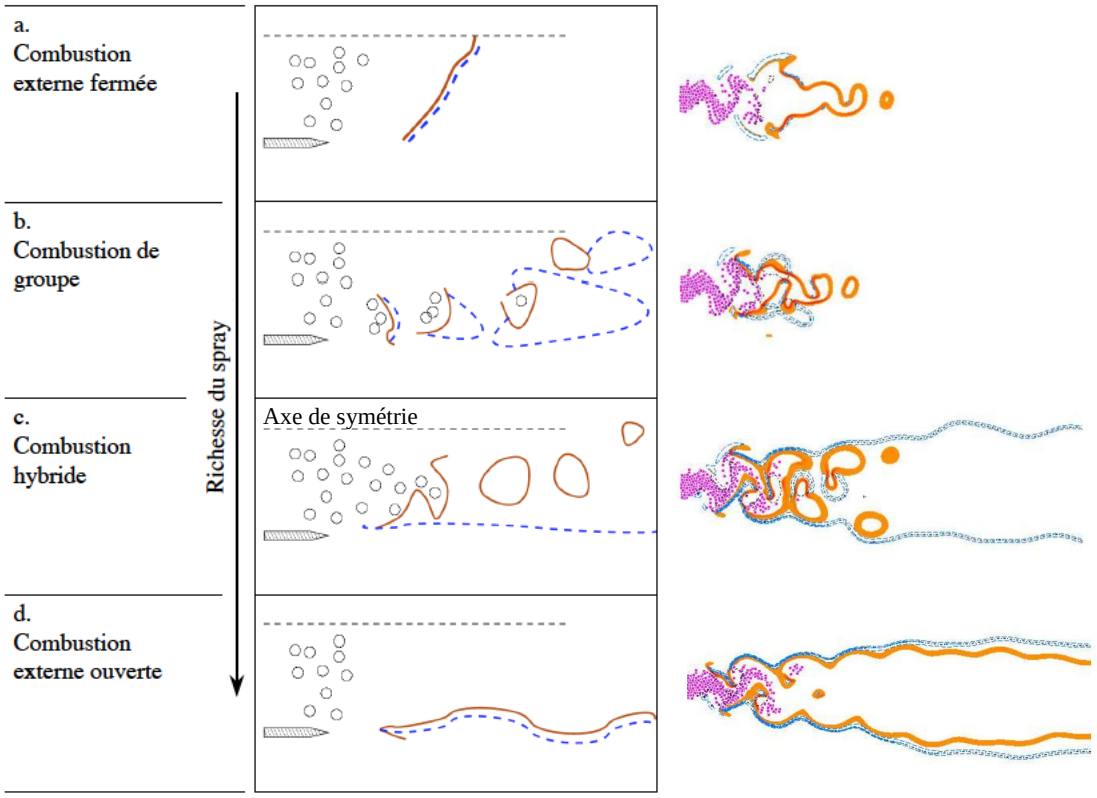
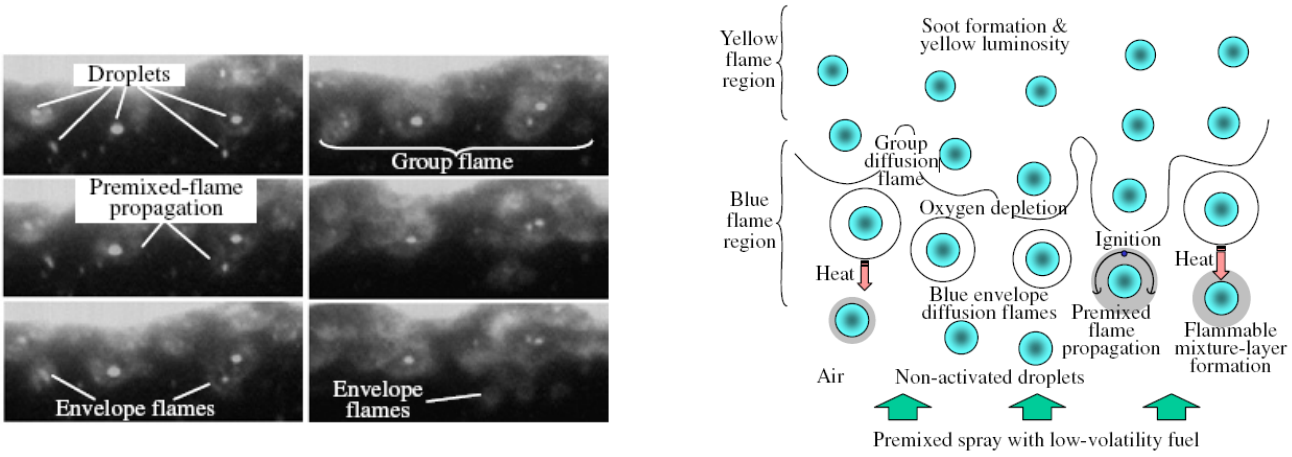


Figure 4.9 – Classification des régimes de combustion diphasique pour un écoulement faiblement turbulent en fonction de la richesse à l'injection, • : gouttes, — : flamme de prémélange, — : flamme de diffusion, tirets : iso-stœchimétrie de la fraction de mélange. Adapté des résultats de simulations DNS de Reveillon et al. (2005) [141]

Chen et al. (1992) [44] ont étudié une flamme de diffusion de brouillard de gouttes de n-heptane ($\phi_{glob} = 0,85$) stabilisée dans un écoulement de point d'arrêt (ou « flamme diphasique à contre-courant »). Dans ce type d'écoulement, une flamme plate sépare l'écoulement de gouttes, riche en combustible, de l'écoulement oxydant. Leur étude montre, de façon nette, un changement d'aspect de la zone de réaction lorsque la taille de gouttes augmente. Dans leur configuration expérimentale, les gouttes inférieures à 34 µms'évaporent avant le front de flamme et lorsque les gouttes sont supérieures à 48 µm, la combustion devient hétérogène et celles-ci traversent le front de flamme en se consumant du côté pauvre. Plus tard, Mikami et al. (2009) [117] ont réalisé des expériences similaires avec des gouttes de n-décane. Grâce à des visualisations rapides, les auteurs ont mis en évidence le mécanisme de propagation d'une flamme de gouttes en gouttes (de proche en proche) dans la zone de préchauffage schéma 4.10(a). Le mécanisme de propagation de flamme est illustré sur le schéma 4.10(b). Les auteurs observent que la structure de la flamme est intimement liée au paramètre de distance inter-gouttes.

Goix et al. (1994) [74] ont étudié la structure d'une flamme de diffusion diphasique stabilisée autour

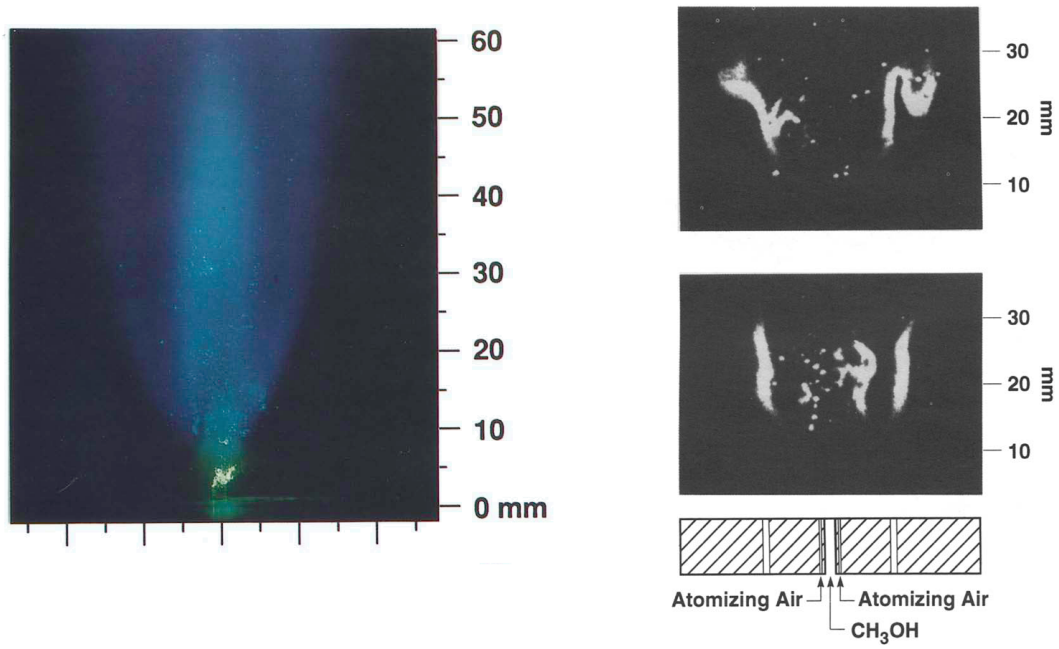


(a) **(b)**

Figure 4.10 – Étude d'une flamme diphasique à contre-courant [117]. **(a)** Clichés issus de visualisations rapides intensifiées montrant la flamme qui se propage de gouttes en gouttes (n-décane, $\phi_{glob} = 0,85$) **(b)** Schéma de propagation de flamme dans un spray prémélangé

d'un jet de gouttes de méthanol atomisé par un écoulement d'air co-axial annulaire. Les auteurs ont mis en place des mesures de tailles et vitesse de gouttes par technique Phase Doppler, ainsi que des mesures planaires comme la diffusion de Mie pour visualiser les gouttes et la fluorescence induite par laser sur le radical OH (PLIF-OH) pour mettre en évidence les zones de réaction. Les résultats montrent que les plus petites gouttes ($d_p < 5$ µm) suivent les tourbillons de recirculation et alimentent en vapeur la flamme, alors que des gouttes plus inertielles traversent le front de flamme et se consument en aval. La figure 4.11(a) révèle deux flammes enveloppes, une flamme conique située autour du centre du spray le long de l'axe et une flamme moins intense en forme d'arc située en périphérie du brouillard. Les images de PLIF-OH, en figure 4.11(b), font ressortir des zones de réaction particulièrement épaisses ($\sim$ 2 mm) et marquées (fort gradient). Ceci suggère que la réaction est dictée par l'effet de mélange (caractéristiques des flammes de diffusion). Les auteurs montrent également que l'augmentation de la différence de vitesse air/jet liquide tend à diminuer la longueur de flamme du fait d'un cisaillement plus important et donc d'une atomisation plus fine des gouttes (nombre de Weber plus grand).

Akamatsu et al. (1996-2007) [5, 4, 172, 83] ont développé une base de données expérimentales très complète au sujet de la combustion des brouillards prémélangés. Leur montage expérimental est constitué d'une chambre de prémélange, dans laquelle le kérosène est atomisé puis mélangé à l'air, et d'une chambre de combustion où le mélange diphasique est enflammé. La réaction est entretenue grâce à une flamme pilote air/hydrogène de forme annulaire (cf. figure 4.12(a)). Un point important de leur travail a consisté à mettre en place un dispositif de mesures permettant d'enregistrer simultanément les signaux de chimiluminescence des radicaux OH et de CH grâce à des photomuliplicateurs, le signal de



(a) (b)

Figure 4.11 – Étude d'une flamme de diffusion turbulente se développant autour d'un jet liquide de méthanol. **(a)** Visualisation de diffusion de Mie des gouttes - la couleur verte correspond à la phase liquide éclairée par le laser, la couleur bleue correspond à l'émission de lumière visible de la flamme **(b)** Deux images instantanées de PLIF-OH, révélant la structure complexe de la flamme diphasique, extrait de [74]

Mie des gouttes ainsi que la taille et vitesses des gouttes via un système Phase Doppler. Ce dispositif de mesures simultanées permet d'étudier ponctuellement les caractéristiques de la combustion diphasique. Des séquences de mesures sont présentées en figure 4.12(b). Sur les chronogrammes, à chaque point du signal de Mie correspond le passage d'une goutte dans le volume de mesure du système Phase Doppler. Les lignes I_{MS} représentent les signaux de Mie. On constate que ce signal est parfaitement corrélé aux mesures Phase Doppler. Les lignes I_{CH} et I_{OH} correspondent aux signaux des radicaux, lesquels témoignent de la présence d'une réaction chimique intense dans le volume de mesure .

L'analyse des résultats met en évidence deux comportements. En premier lieu, contrairement aux conditions non-réactives, les données présentent des interruptions aléatoires dans le signal temporel de Mie plus importantes que dans le cas inerte. Ils attribuent cette modification du signal à la présence de « clusters » de gouttes (ou groupes de gouttes). À partir des intervalles de temps séparant le passage des gouttes consécutives et de leur vitesse, les auteurs proposent une estimation de la distance inter-gouttes et la densité de gouttes pour chaque « cluster ». Deuxièmement, les chronogrammes montrent que les signaux des gouttes (Phase Doppler et Mie) sont « complémentaires » aux signaux

de réaction (CH et OH). Akamatsu et al. (1996-1997) [5, 4] supposent qu'une flamme parvient à pénétrer dans cette zone lorsqu'il y a absence de goutte. À partir de cette observation, les auteurs suggèrent l'apparition de différents régimes de combustion diphasique, allant de la « combustion de groupe (externe) » à la « combustion de groupe (interne) », conformément à la classification de Chiu et al. (1977) [48]. Toutefois, il apparaît difficile d'assurer la mise en évidence de la combustion de « clusters » de gouttes, simplement à partir de mesures ponctuelles. Quelques années plus tard, les mêmes auteurs ont observé, au moyen de visualisations rapides, une fragmentation du brouillard de gouttes, vraisemblablement causée par la propagation préférentielle de la flamme, qu'ils appellent « easy-to-burn routes ». Akamatsu et al. (2000-2007) [83, 147] concluent sur l'intérêt des visualisations de spray et sur l'importance du paramètre de densité de gouttes pour étudier les flammes diphasiques.

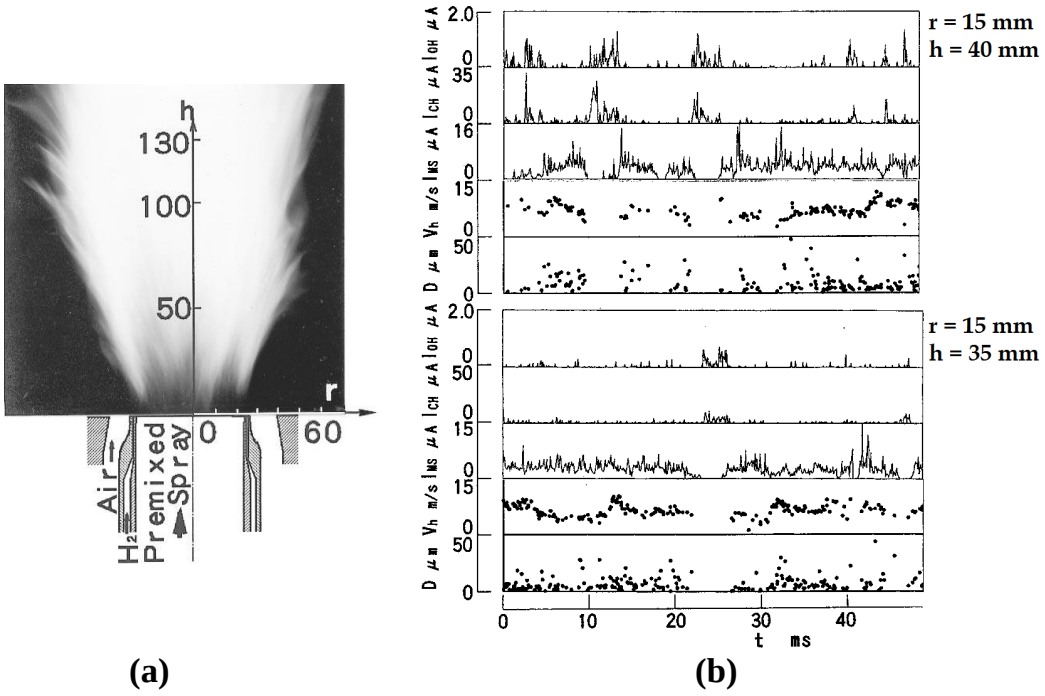


Figure 4.12 – Étude d'une flamme de prémélange diphasique turbulente (air/kérosène). **(a)** Photographie de la flamme avec une longue durée d'exposition (1/15 s) **(b)** Chronogrammes des acquisitions en deux points du spray (D : diamètre goutte, V_h : vitesse goutte, I_{MS}, I_{CH} et I_{OH} respectivement les intensités des signaux de Mie, CH et OH)

Parmi les études majeures en combustion diphasique aérobie, citons également les travaux de Beck et al. (2008-2009) [19, 20]. L'objectif de leurs études consiste à mesurer les émissions de NOx produites dans une flamme avec ou sans injection de gouttes de *n*-heptane dans la zone de réaction. Dans leur moyen expérimental, la flamme est stabilisée par un accrochage aérodynamique de type « swirl » (écoulement giratoire). L'aspect novateur de leur configuration expérimentale réside dans la possibilité de piloter la proportion de combustible prévaporisé/prémélangé par rapport à la proportion

de combustible injecté sous forme liquide. Dans une première étude [20], le chargement de masse liquide $\mathcal{M}_l$ est ajustée entre $\mathcal{M}_l \in [0\ ;\ 0{,}8]$, et la richesse globale ϕ_{glob} est comprise entre 0,5 et 0,6. Les mesures portant sur les émissions de oxydes d'azotes montrent une augmentation des émissions de NO avec le chargement en masse liquide $\mathcal{M}_l$. On notera, par ailleurs, que cette observation est en adéquation avec d'autres résultats récents [12]. Dans une seconde étude de Beck et al. (2009) [19], un système de visualisations simultanées PLIF-CH/Mie est présenté. Ce système permet de superposer la position des zones de réaction avec la position des gouttes. Les auteurs mettent ainsi en évidence la combustion de gouttes isolées, avec des flammes enveloppes et des flammes de sillages, dans des régions fortement diluées du spray (cf. figure 4.13).

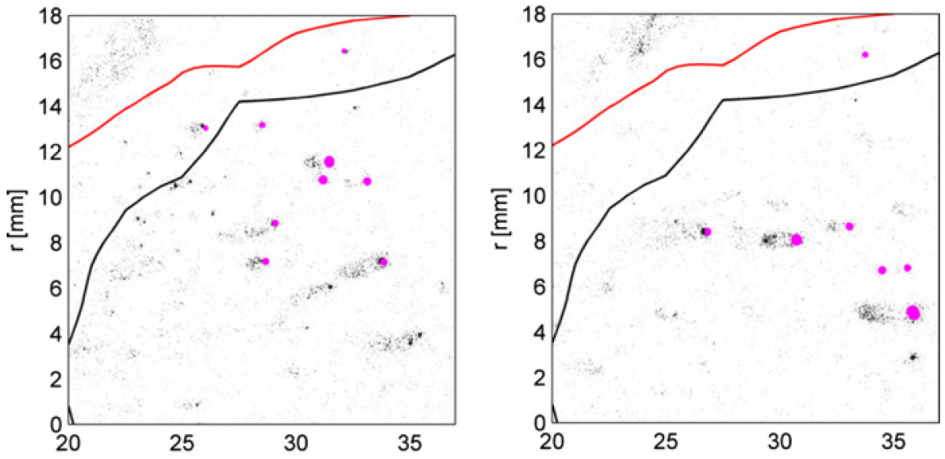


Figure 4.13 – Étude d'une flamme turbulente partiellement prémélangée (air/n-heptane) [20, 19]. Les deux clichés superposent les signaux de PLIF-CH (la position des zones de réaction : niveaux de gris) et la diffusion Mie (la position des gouttes : •)

Conclusions sur ce chapitre

Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, la combustion diphasique turbulente met en jeu un très grand nombre de phénomènes physiques qui peuvent être fortement couplés. Ce thème de recherche suscite un intérêt grandissant depuis quelques décennies, du fait des ressources limitées en énergies fossiles et de la volonté d'optimiser les brûleurs modernes. L'avancement des connaissances, sur le plan théorique et expérimental, a principalement concerné la combustion de gouttes isolées et la combustion des brouillards dilués prémélangés. Pourtant, dans un foyer aéronautique, les brouillards sont bien plus complexes, avec des régions non-prémélangés et très denses en zone proche injecteur. De fait, les bases de données expérimentales disponibles aujourd'hui ne suffisent pas pour décrire au mieux ces écoulements. De ce constat, il apparaît donc nécessaire de développer une expérience capable de reproduire l'écoulement diphasique réactif complexe rencontré dans un foyer de turbomachine, et qui

soit suffisamment instrumentée pour permettre la validation des modèles de combustion. Dans une telle expérience, il s'agirait non seulement de bien maîtriser les conditions aux limites (géométrie, champ aérodynamique en entrée/sortie, caractéristiques détaillées du brouillard à l'injection), mais aussi d'avoir des données permettant de valider toutes les phases d'établissement de l'écoulement, à savoir la phase de soufflage (écoulement inerte d'air), la phase de carburation (écoulement inerte air/gouttes) et la phase de puissance (écoulement réactif air/gouttes). Le moyen expérimental devrait permettre d'étudier l'instationnarité de la phase gazeuse (champs de vitesse moyen et fluctuant), le transport du carburant liquide (champs de taille, vitesse et répartition de carburant), l'évaporation (concentration de vapeur), la combustion (visualisation de la flamme). Comme la caractérisation de l'écoulement diphasique repose principalement sur des diagnostics optiques, dont certains comme la PLIF et la diffusion de Mie sont des mesures planaires, une configuration expérimentale « bidimensionnelle » serait plus commode et permettrait une meilleure précision des mesures. Une telle expérience, aussi bien documentée, n'existe pas à l'heure actuelle. C'est pourquoi, on se propose de définir un nouveau programme expérimental, spécialement dédié à l'étude des régimes de combustion diphasique, dans la suite de ce manuscrit.

Partie II : Mise en place d'un programme d'essais dédié à l'étude des régimes de combustion diphasique

Chapitre 5

Mise en œuvre du montage PROMÉTHÉE

Sommaire

5.1 Cahier des charges 67
5.2 Conception du montage 68
5.2.1 Concept 68
5.2.2 Description des bancs d'essais et des éléments du montage 71
5.3 Étude et choix de la géométrie d'accroche-flamme 78
5.4 Choix et caractérisation du système d'injection 81
5.5 Définition des conditions opératoires 86

Pour répondre à la problématique de l'étude, une nouvelle maquette d'essais a été conçue dans le cadre de cette thèse : le montage PROMÉTHÉE. Dans un premier temps, ce chapitre présente le cahier des charges établi pour formuler le besoin et définir les fonctions générales de la configuration expérimentale. Dans un second temps, on décrit la configuration retenue et les bancs d'essais sur lesquels le montage sera étudié (banc Débitmétrie et banc LACOM). Ce chapitre détaille, point par point, les différentes étapes de dimensionnement du moyen d'essais et, en particulier, les solutions techniques retenues (choix de l'accroche-flamme, du système d'injection et des conditions opératoires).

5.1 Cahier des charges

Avant de définir le cahier des charges du moyen d'essais, il convient de rappeler les enjeux du volet expérimental de ce travail :

- construire une base de données expérimentales en combustion diphasique aérobie, avec des conditions aux limites contrôlées, en vue de valider les outils de simulation numérique ;

- étudier l'influence de la distribution spatiale de gouttes sur la structure de flamme, au moyen de techniques optiques avancés.

Pour étudier la combustion diphasique aérobie, l'ONERA est équipé de trois bancs d'essais instrumentés : M_1, LACOM et MERCATO. L'Office a mis en œuvre de nombreuses maquettes destinées à être testées sur bancs, notamment dans le cadre de projets européens en collaboration avec des industriels. Les maquettes d'essais, à l'instar du montage LOTAR [8] et de la maquette trisecteur [105], ont été conçues pour recevoir des systèmes d'injection industriels et pour reproduire les conditions thermodynamiques (pression, température, débits) en entrée de chambre de combustion, pour divers régimes de fonctionnement moteur. Du fait de l'aspect multiphysique complexe mis en jeu dans les montages existants, une analyse spécifique et approfondie des régimes de combustion diphasique aurait été particulièrement délicate. Les deux objectifs, cités plus haut, ont alors justifié la nécessité de concevoir un nouveau montage d'essais, plus académique et spécialement dédié à l'étude des régimes de combustion d'un brouillard en régime turbulent.

En fonction des objectifs de la thèse, la configuration expérimentale doit donc répondre aux critères suivants :

1. maîtrise de chacune des conditions aux limites et garantie de la répétabilité des conditions d'essais ;
2. présence des caractéristiques générales représentatives d'un foyer de turboréacteur réel afin d'étendre l'analyse à des configurations plus complexes ;
3. possibilité de fonctionnement en conditions inertes et réactives pour construire une banque de données expérimentales la plus complète possible ;
4. modularité, afin d'opérer des modifications techniques au cours de l'étude ;
5. présence d'accès optiques pour rendre possible l'utilisation de techniques de mesures non-intrusives ;
6. écoulement le plus « bidimensionnel » possible, car les diagnostics optiques sont, en général, mieux adaptés à ce type d'écoulement.

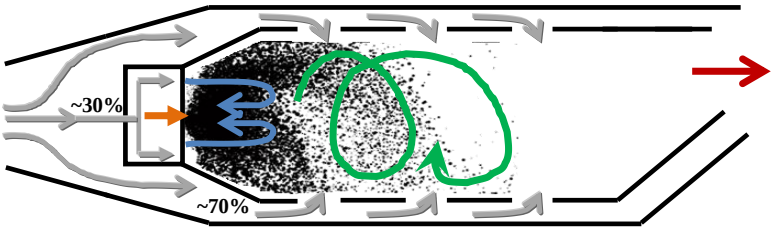
À partir de ce cahier des charges, un nouveau montage d'essais, baptisé PROMÉTHÉE, a été développé. La conception du montage et le dimensionnement des différents éléments constitutifs sont décrits dans les sections suivantes.

5.2 Conception du montage

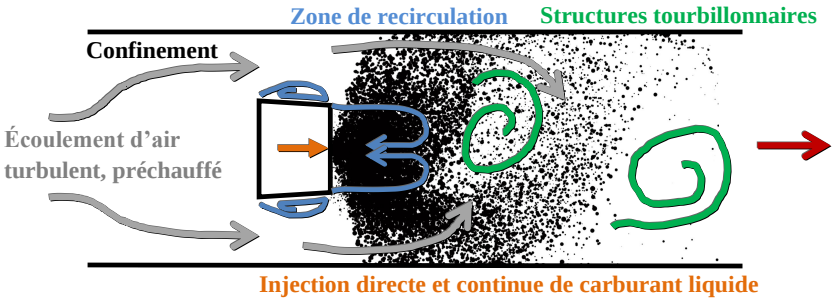
5.2.1 Concept

La formulation du cahier des charges a permis de décrire le besoin, et de définir les contraintes fonctionnelles du montage d'essais PROMÉTHÉE. On souhaite désormais présenter le principe de la configuration expérimentale retenue. Dans la mesure où la maquette d'essais doit reproduire, au moins

partiellement, les caractéristiques générales des écoulements rencontrés dans les foyers de turbomachines, une comparaison systématique est faite entre une chambre de combustion réelle et le montage PROMÉTHÉE (cf. figure 5.1). On présente ci-dessous les principales caractéristiques du montage.



(a) Chambre de combustion réelle - Géométrie annulaire, écoulement swirlé « 3D »



(b) Chambre de combustion PROMÉTHÉE - Canal de section carrée, utilisation d'un accroche-flamme faisant office de corps perturbateur (« bluff-body ») et de porte-injecteur, écoulement plutôt « 2D »

Figure 5.1 – Comparaison des caractéristiques générales de la chambre de combustion du PROMÉTHÉE par rapport à une chambre de combustion réaliste - *conditions inertes (phase de carburation)*

5.2.1.1 Caractéristiques de l'écoulement d'air

Dans un moteur, l'écoulement d'air, issu des étages compresseurs, est introduit à l'entrée de la chambre de combustion en régime fortement turbulent. De plus, par effet de compression, l'air par-

vient préchauffé. Dans le montage PROMÉTHÉE, l'air est conditionné par des grilles de turbulence et un réchauffeur en amont de la chambre. Ces dispositifs permettent de maîtriser le taux de turbulence et la température de l'écoulement dans la chambre.

5.2.1.2 Forme de la chambre de combustion

Généralement, les chambres de combustion sont de forme annulaire pour des raisons de compacité. Cette géométrie ne permettant pas l'aménagement d'accès optiques latéraux mais seulement des accès en fond de chambre, nous avons alors retenu un foyer de forme parallélépipédique, qui permet la mise en place des hublots sur les quatre faces de la chambre.

5.2.1.3 Caractéristiques de la zone de recirculation

Dans un foyer conventionnel, la flamme est accrochée aérodynamiquement par la mise en rotation de l'écoulement ; on parle alors d'écoulement « swirlé » †. En fait, lorsque le mouvement giratoire est suffisamment important, on observe l'apparition d'un noyau de recirculation caractérisée par un gradient de pression inverse selon l'axe de la chambre. C'est cette zone de recirculation, localisée juste en aval du système d'injection, qui permet, comme son nom l'indique, de faire recirculer les gaz frais et les gaz brûlés. Ce processus favorise le mélange carburant/comburant, la stabilisation d'une flamme et permet, *in fine*, de maintenir un fonctionnement moteur continu. Dans la configuration PROMÉTHÉE, le choix d'un accrochage aérodynamique a également été retenu, à la différence près que c'est un obstacle placé dans l'écoulement d'air qui va créer cette zone de recirculation, et non plus la mise en rotation de l'écoulement (cf. figure 5.1). En conditions réactives, l'obstacle sert donc d'accroche-flamme (« flame holder »).

5.2.1.4 Caractéristiques des structures tourbillonnaires

Dans un foyer aéronautique, le phénomène de dépression, provoqué par la mise en rotation de l'écoulement, s'accompagne, quasi-systématiquement, de l'apparition d'une instabilité hydrodynamique très énergétique, le « Precessing Vortex Core » (PVC). Il s'agit d'une structure tourbillonnaire aux grandes échelles, animée d'un mouvement de rotation instationnaire et cohérent autour de l'axe de l'écoulement. D'un point de vue expérimental, la forme du PVC est particulièrement délicate à observer à partir de mesures optiques planaires en raison de sa structure tridimensionnelle complexe. Il s'agit donc d'une difficulté supplémentaire quant à l'analyse des mécanismes physiques mis en jeu dans une chambre de combustion réelle. Dans le montage PROMÉTHÉE, l'altération du champ de vitesse de

†. encore appelé écoulement giratoire

la phase gazeuse, due à la présence de l'accroche-flamme dans l'écoulement, conduit au développement d'instabilités naturelles et à l'apparition d'un phénomène de lâcher tourbillonnaire aux grandes échelles, en conditions non-réactives. Dans ces conditions, le phénomène est animé d'un mouvement oscillatoire, idéalement périodique comme le PVC, et présente la particularité d'être relativement « bi-dimensionnel ». Cette caractéristique facilite alors sensiblement l'analyse de l'écoulement et permet, en outre, une utilisation adaptée des techniques de mesures planaires, telle que la vélocimétrie par images de particules (cf. section 6.2).

5.2.1.5 Caractéristiques de l'injection de carburant

Dans les foyers aéronautiques, le carburant liquide est injecté de manière continue par un ensemble de systèmes d'injection disposés en entrée de la chambre de combustion. Les systèmes d'injection classiques pulvérisent le carburant sous la forme d'un brouillard de gouttes, de manière à augmenter la surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse. Les structures tourbillonnaires dispersent alors les gouttes au sein de la chambre et assurent un mélange carburant/air le plus homogène possible. La mise en rotation de l'écoulement est imprimée au moyen d'un système de canaux agencés en vrilles, situé à l'intérieur des dispositifs d'injection. En général, dans un foyer de combustion conventionnel, 30 % du débit d'air traversant la chambre, passe via les dispositifs d'injection et les 70 % restants sont injectés via les languettes de refroidissement et les multi-perforations réparties circonférentiellement sur les parois du foyer [98]. Dans le montage d'essais PROMÉTHÉE, le système d'injection a été remplacé par un accroche-flamme, faisant office de porte-injecteur. Dans ce cas, la totalité du débit d'air contourne le dispositif d'injection (cf. figure 5.1). L'injection de carburant liquide est réalisée au moyen d'un injecteur mécanique (à pression) fixé au culot de l'accroche-flamme. Ce type d'injecteur permet de générer rapidement un brouillard de gouttes polydisperses au sein de la chambre et de mieux maîtriser les conditions limites d'injection, contrairement à un injecteur de type « air-blast prefilming » qui est plus sensible aux conditions régnant dans la chambre. Le choix et la caractérisation de l'injecteur est détaillé en section 5.4.

5.2.2 Description des bancs d'essais et des éléments du montage

5.2.2.1 Bancs d'essais instrumentés

Banc Débitmétrie Au cours de sa conception et de son développement, le montage PROMÉTHÉE a fait l'objet d'un certain nombre d'évolutions techniques. Ainsi, afin de dimensionner les éléments constitutifs du montage final, un prototype à l'échelle 1:1 a été mis en œuvre sur le banc Débitmétrie de l'ONERA, situé sur le site de Toulouse [174]. L'intérêt principal a été de pouvoir réaliser une batterie de tests préliminaires et de faire des choix techniques à moindre coût. Dans la section 5.3, on présente les essais menés dans le but de définir la géométrie finale de l'accroche-flamme.

Le banc Débitmétrie est une installation instrumentée permettant de réaliser des essais de référence, notamment de soufflage d'air à pression ambiante. Le banc est alimenté par un réservoir pressurisé à

80 bar et de deux réseaux de détente. Pour maintenir l'écoulement à la température ambiante, le banc est équipé d'un réchauffeur à eau et d'un échangeur de chaleur eau/air.

Pour l'acquisition de données, le banc Débitmétrie est équipé d'un boîtier National Instruments BNC-209 comprenant 22 voies et dans lequel est montée une carte d'acquisition PCI-MOI-16E-1.

Le chapitre 7 présente la caractérisation de l'écoulement monophasique du montage PROMÉTHÉE, dans les conditions dites *de référence*.

Banc LACOM Le montage définitif est installé sur le banc LACOM (Laboratoire de COmbustion Multiphasique) de l'ONERA au centre du Fauga-Mauzac (cf. figure 5.5). L'installation permet de fournir un écoulement d'air pouvant atteindre 1 kg/s et 900 K reproduisant le fonctionnement d'un foyer de turbomachine sous une pression de 30 bar.

Le banc permet l'utilisation d'un ensemble de capteurs analogiques de type sondes de pression, débitmètres et thermocouples. L'ensemble des capteurs, les vannes de régulation, ainsi que la séquence d'allumage, sont pilotés à distance à l'aide d'un logiciel développé sous Labview. Cet outil offre la possibilité de programmer des séquences d'essais particulièrement complexes, incluant, par exemple, une temporisation des différents événements.

Le banc est également équipé d'un système d'acquisition National Instruments, PXI, composé de 6 cartes. La première carte permet l'acquisition/émission de trigger (signal pulse) sur 4 voies. Ensuite, 4 cartes servent à l'acquisition rapide de signaux fluctuants (jusqu'à 40 kHz), avec 4 voies d'entrée de tension par carte. La dernière carte réalise un multiplexage de 5 cartes d'acquisition lente (3 kHz), comportant chacune 8 voies en tension, en température ou en contrainte.

Le chapitre 8 présente la caractérisation de l'écoulement diphasique (inerte et réactif) du montage PROMÉTHÉE, pour les conditions dites nominales (*point de fonctionnement nominal*).

5.2.2.2 Éléments constitutifs du montage PROMÉTHÉE

Col sonique Pour mesurer les débits massiques d'air, les deux bancs sont équipés d'un col sonique placé en amont du montage PROMÉTHÉE. Un col sonique est une pièce statique positionnée à l'intérieur d'une conduite, et dont la forme est une tuyère convergente-divergente. Le débit massique d'air au niveau d'une section S' quelconque s'exprime par la formule générale suivante :

$$\dot{m}_{air} = P_i S' \sqrt{\frac{\gamma}{R_S T_i}} \frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \tag{5.1}$$

avec $\dot{m}_{air}$ le débit massique d'air, γ le coefficient adiabatique de l'air (1,4), R_S la constante spécifique de gaz parfait de l'air (287 J.kg^{-1}.K^{-1}), M le nombre de Mach et (P_i, T_i) la pression et la température génératrices en amont de la variation de section.

La forme du col provoque un étranglement de l'écoulement jusqu'à obtenir une vitesse sonique (M = 1) au niveau de la section minimale S_{col}. Le col est dit amorcé et peut être utilisé comme débit-

mètre lorsque la rapport entre la pression statique mesurée au niveau de la section minimale P_{col} ou immédiatement en aval de celle-ci et la pression génératrice amont P_i est suffisamment faible : $P_{col}/P_i < 0{,}528$ (pour l'air).

De fait, en utilisant la propriété remarquable $M = 1$, au niveau de la section minimale S_{col}, l'équation 5.1 devient simplement :

$$\dot{m}_{air} = K \frac{P_i}{\sqrt{T_i}} S_{col} \tag{5.2}$$

avec le coefficient de débit $K = 0{,}0404$, en utilisant les unités S.I. Dans cette expression, on suppose que la section S_{col} représente la section géométrique de l'étranglement, ce qui revient à négliger l'effet de la couche limite au niveau du col (cf. figure 5.2). Sur le banc Débitmétrie, le col sonique à aiguille (section variable) est calibré de manière à prendre en compte cette correction et d'obtenir une précision de mesure de débit à 1 % près.

Sur le banc LACOM, la prise de pression, située en amont du col, est réalisée à l'aide d'un capteur piézoélectrique, Druck série PTX 7511, valable entre 1-150 bar, et dont la précision est égale à ± 0,3 bar. La prise de température est réalisée grâce à un thermocouple chromel alumel de type K, valable sur la plage 273-1 533 K, avec une précision standard de ± 2,2 K ou à 0,75 % près.

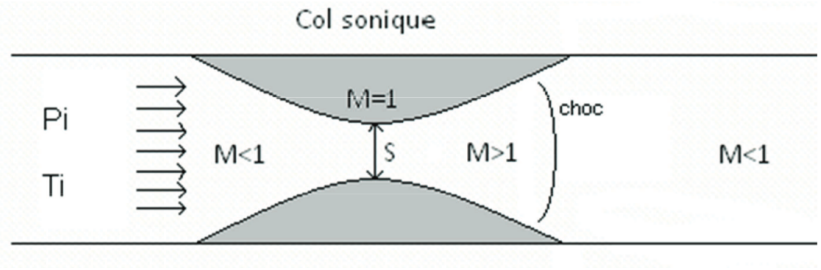


Figure 5.2 – Principe de fonctionnement d'un col sonique [8]

Chambre d'uniformisation En sortie du col sonique, l'écoulement d'air est ralenti à travers une conduite de section circulaire. L'écoulement est ensuite conditionné à travers la chambre d'uniformisation. Comme son nom l'indique, cette chambre permet d'uniformiser le débit d'air dans la chambre de section carrée (120×120 mm^2). L'uniformisation et le changement de section sont obtenus à l'aide d'un redresseur d'écoulement dont la forme s'apparente à celle d'un chapeau cylindrique. L'extrémité de cette pièce est obstruée, de sorte que l'air passe à travers les perforations réalisées sur la circonférence du cylindre. Les dimensions sont données en figure 5.3.

Plenum Avant de pénétrer dans la chambre de combustion, l'écoulement gazeux traverse un plenum permettant l'établissement d'un écoulement en régime permanent. Le plenum est équipé d'une grille de turbulence, qui est un élément couramment utilisé dans les souffleries. La grille permet notamment

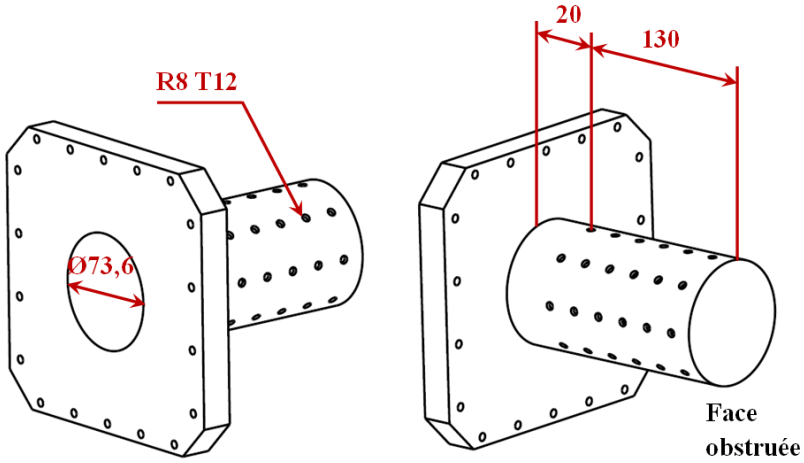


Figure 5.3 – Vues isométriques du redresseur. R8 T12 signifie que les perforations sont rondes, de diamètre 8 mm avec un entraxe de 12 mm. La pièce comporte environ 70 perforations. Les autres caractéristiques sont données en mm

de maîtriser le niveau d'intensité turbulente. Pour le montage PROMÉTHÉE, on a retenu une grille en acier galvanisé avec des mailles carrées de 1,62 mm de côté et une épaisseur de fil égale à 0,36 mm, permettant d'obtenir un taux de turbulence d'environ 5 % en amont de la chambre de combustion.

Chambre de combustion La chambre de combustion constitue l'élément central du montage PROMÉTHÉE. C'est dans cette chambre que le carburant et l'air sont mélangés et brûlés. La chambre de combustion est de forme parallélépipédique rectangle (section de passage carrée : 120 × 120 mm^2, longueur totale : 590 mm).

Pour les essais préliminaires, menés en conditions ambiantes sur le banc Débitmétrie, la chambre de combustion a été fabriquée en PPMA (plexiglas transparent) pour permettre d'observer la totalité du champ depuis le système d'injection, et de sélectionner les zones d'intérêt pour la suite de l'étude.

Afin de réaliser des essais en température et plus particulièrement en conditions réactives, la chambre de combustion est installée sur le banc LACOM. Pour résister aux fortes températures (pouvant atteindre 2 300 K ponctuellement) et à l'usure liée à l'oxydation, la chambre est conçue en acier inoxydable et munie d'un système de refroidissement par circulation d'eau, permettant un fonctionnement pendant plusieurs heures en continu (cf. figure 5.4). Chacune des quatre faces de la chambre peut être équipée, soit de paroi métallique, soit de hublots en silice fondue pour les visualisations. Les hublots en silice fondue présentent l'avantage d'avoir une bonne tenue aux hautes températures, un faible coefficient de dilatation, d'excellentes propriétés optiques, ainsi qu'une très bonne transmission dans l'ultraviolet pour des mesures spécifiques (chimiluminescence, PLIF-OH).

La pression dans la chambre est mesurée à l'aide d'un transmetteur piézorésistif différentiel, Kell PD-23, de -250 à 250 mbar et de précision ± 0,5 mbar, la référence étant la pression atmosphérique.

Deux thermocuples chromel alumel de type K sont installés en sortie du système de refroidissement et au niveau d'une paroi de la chambre de combustion pour contrôler sa tenue mécanique. En conditions réactives, la température de surface atteint un seuil à 680 K.

Les produits de réaction sont évacués via un carneau, lequel est équipé d'une colonne de douches à eau permettant de refroidir les gaz brûlés et, par la même occasion, de réduire la signature acoustique au niveau de l'échappement.

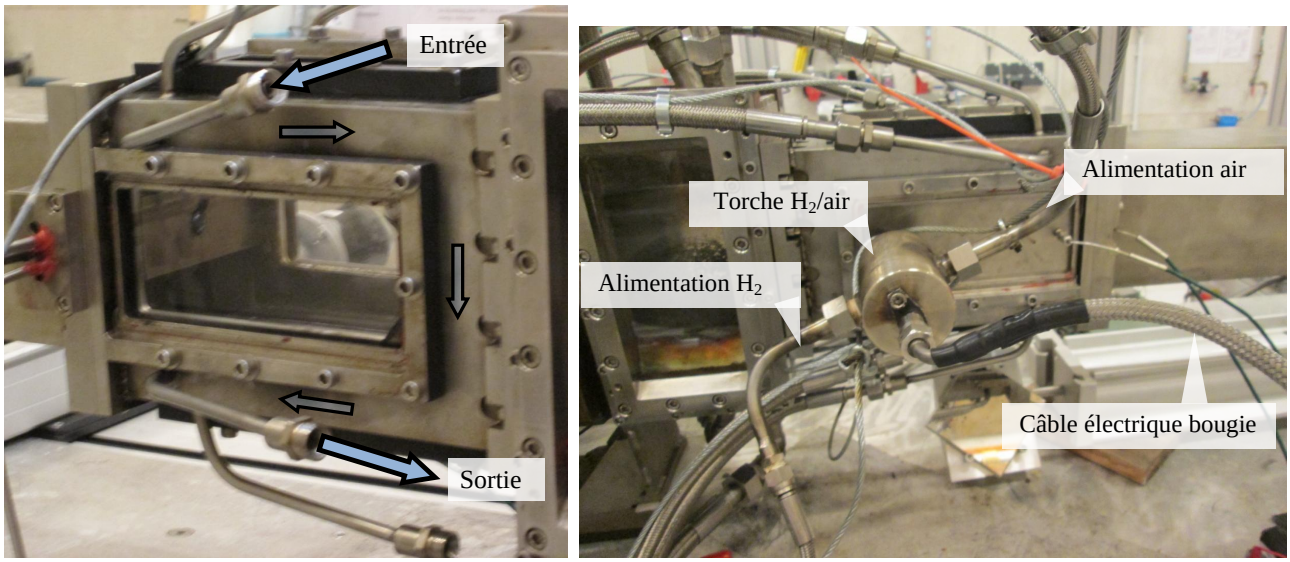


Figure 5.4 – Vues de la chambre de combustion du montage PROMÉTHÉE, banc LACOM - à gauche : refroidissement par circulation interne d'eau, à droite : dispositif d'allumage

Accroche-flamme L'accroche-flamme est un élément clé du montage PROMÉTHÉE. Sa première fonction est de créer, dans son sillage, une zone de recirculation et de stabilisation de la combustion. L'accroche-flamme peu, en outre, jouer un rôle de corps pertubateur (« bluff-body ») ; c.-à-d. il génère une zone de cisaillement de l'écoulement d'air et l'apparition de structures tourbillonnaires cohérentes en conditions non-réactives. Dans cette étude, l'accroche-flamme est également utilisé, de manière plus originale, comme porte-injecteur ; c.-à-d. il permet la fixation d'un injecteur à pression, lequel injecte le carburant à l'état liquide directement dans la zone de réaction. Notons par ailleurs que pour préserver le caractère « bidimensionnel » de l'écoulement, l'accroche-flamme a été conçu de manière à traverser le foyer de part en part (sur toute la largeur).

Système d'alimentation en carburant Le banc LACOM est équipé de deux lignes distinctes d'alimentation en carburant. La première correspond à l'injecteur principal, c.-à-d. injecteur à pression fixé au culot de l'accroche-flamme. Le second système est optionnel. Il s'agit d'un injecteur à pression, placé en amont de la chambre d'uniformisation, qui permet de contrôler la fraction de prémélange dans le foyer. Cette option n'a toutefois pas été utilisée dans le cadre de ce travail.

Les débits de carburant sont mesurés à l'aide de débitmètres à effet Coriolis, Micro Motion, CFM010/1700. Ces appareils fonctionnent sur une gamme de 0 à 10 g/s, avec une précision de ±0,15 % du débit.

Dispositif d'allumage Au banc LACOM, l'allumage du foyer de combustion est réalisé au moyen d'une torche à mélange hydrogène/air. Deux cols soniques sont montés dans chaque ligne d'alimentation afin de maîtriser précisément le rapport de mélange (hydrogène et air). La combustion du mélange gazeux est initiée au moyen d'une bougie à arc, laquelle est commandée à distance depuis la salle de pilotage. La torche est fixée au niveau des parois métalliques de la chambre, ou le plus en aval possible, en fonction des accès optiques nécessaires. L'expulsion des gaz chauds à l'intérieur de la chambre provoque l'allumage du carburant injecté dans la chambre. En général, l'allumage du montage PROMÉTHÉE est effectué dans les proportions stœchiométriques afin d'assurer un allumage sans encrassement des hublots. Une fois la combustion initiée dans le foyer, les *conditions nominales de fonctionnement* (cf. tableau 5.2) sont entrées comme consignes au système de contrôle de l'installation.

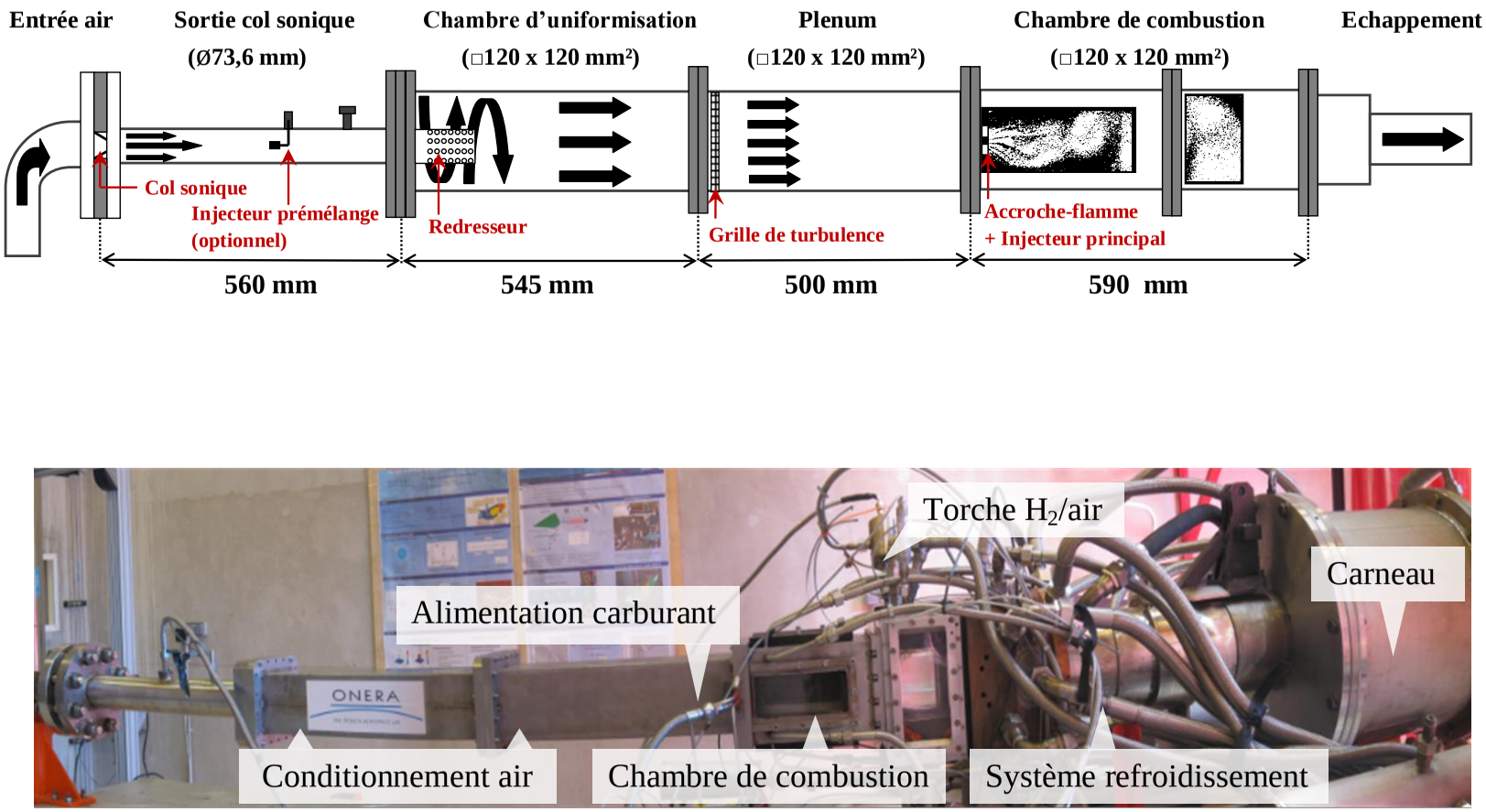


Figure 5.5 – Schéma d'ensemble et photographie du montage PROMÉTHÉE, banc LACOM

5.3 Étude et choix de la géométrie d'accroche-flamme

Le choix de la géométrie d'accroche-flamme constitue une étape importante dans la phase de dimensionnement du montage PROMÉTHÉE. Dans cette section, on justifie le choix du profil d'accroche-flamme au moyen d'une étude paramétrique expérimentale, réalisée sur le banc Débitmétrie aux *conditions de référence* (cf. section 5.5).

Avant toute chose, on remarquera qu'il existe un grand nombre de travaux portant sur les écoulements turbulents en aval d'accroche-flammes. La plupart des études disponibles dans la littérature portent sur la caractérisation de la phase gazeuse inerte [69, 112, 111, 30, 120, 89, 70, 131, 167] ou sur l'analyse de stabilisation d'une flamme au culot de l'accroche-flamme en combustion monophasique principalement [13, 157, 43, 94].

De ces études, il en ressort qu'en fonction de la géométrie du corps perturbateur un phénomène de détachement tourbillonnaire plus ou moins intense apparaît en conditions inertes, c.-à-d. lorsque la combustion n'est pas initiée. Ce phénomène est important puisqu'il pourrait favoriser le processus de mélange entre le carburant et l'air dans notre configuration expérimentale. De nombreux travaux ont montré le caractère périodique du développement des structures tourbillonnaires en aval d'un obstacle en conditions inertes [164, 111, 30, 120, 70]. Cette propriété est d'ailleurs exploitée dans certaines applications industrielles, comme les débitmètres à vortex †. Dans ce domaine de recherche, différentes géométries ont été étudiées par le passé. En général, il s'agit de maximiser l'amplitude du mécanisme de lâcher tourbillonnaire et de garantir son apparition et sa périodicité sur la plus large plage de nombre de Reynolds possible. Il a alors été observé que les obstacles présentant des arêtes vives favorisent le développement de structures plus stables, plus cohérentes et plus intenses [164, 69]. En conséquence, ni les accroche-flammes aux coins arrondis, ni les accroche-flammes profilés n'ont été retenus dans le cadre de ce travail. Autre considération, la forme de l'obstacle pilote également la longueur de la zone de recirculation [70], or celle-ci est cruciale pour assurer la stabilisation d'une flamme dans son sillage. En effet, plus la zone de recirculation est étendue, plus le temps de séjour des réactifs est grand et plus la surface de contact entre les gaz frais et les gaz brûlés est importante, ce qui favorise l'efficacité du mélange carburant/comburant, les échanges thermiques et permet, *in fine*, d'assurer la stabilisation de la réaction.

Pour la configuration PROMÉTHÉE, trois formes d'obstacle ont été pré-sélectionnées (cf. figure 5.6). Le premier accroche-flamme est de forme rectangulaire car c'est la géométrie d'accroche-flamme à bords vifs la plus répandue (avec la section carrée). De part sa simplicité, cette géométrie a fait l'objet de nombreuses études académiques [112, 111, 13, 30, 120, 89]. Le second type d'obstacle est de forme triangulaire. Cette géométrie a été retenue car elle s'apparente à la forme « closed V-Gutter » des accroche-flammes mis en œuvre pour la postcombustion des avions supersoniques, ou dans les chambres de combustion des statoréacteurs. Pour cette forme, l'angle d'attaque retenu est d'environ 60°, conformément aux indications de Gandhi et al. (2004) [70]. Le dernier accroche-

†. aussi appelés débitmètres à sillage tourbillonnaire

flamme étudié ici est trapézoïdal. Selon Gailledreau (1993) [69], il s'agit d'une géométrie courante dans les débitmètres à vortex. Dans notre étude, le trapèze a été conçu avec un angle de découpe faible (4°).

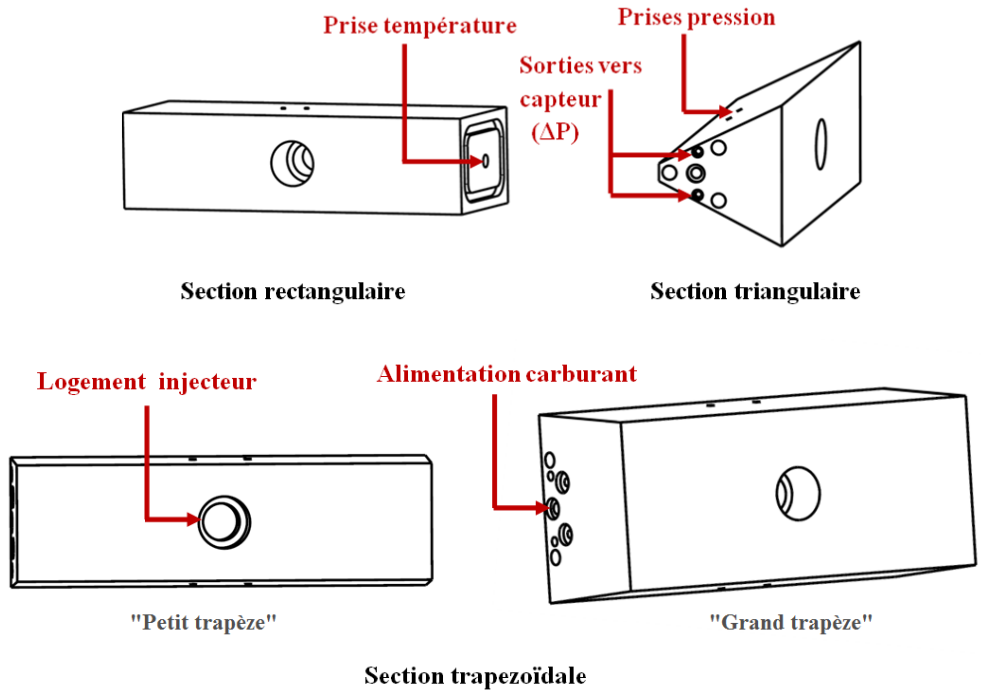


Figure 5.6 – Vues isométriques des accroche-flammes retenus pour l'étude. Les obstacles sont conçus de sorte à recevoir un injecteur et permettre des mesures de pression et de température

En plus de la forme, différentes dimensions ont été testées. On définit en particulier le rapport de blocage, noté β_{AF}, comme le rapport de la surface du maître-couple de l'obstacle sur la la section de passage de la veine d'essais. Strzelecki (1989) [164] introduit un autre paramètre important, à savoir le rapport de la longueur de l'accroche-flamme sur sa hauteur L_{AF}/H_{AF}. Le tableau 5.1 résume les dimensions caractéristiques des différents accroche-flammes testés.

Pour évaluer la capacité d'un corps perturbateur à engendrer des structures tourbillonnaires, il est courant de réaliser une analyse du signal de fluctuations de pression en aval de celui-ci [69]. Nos tentatives de mesure de fluctuations de pression ont, dans un premier temps, été effectuées à l'aide d'un microphone placé au niveau des parois de la chambre. Cette technique n'a toutefois pas été retenue en raison de la faible qualité du signal et de l'impossibilité d'utiliser un tel dispositif de mesure pour des essais en combustion (température maximale de 470 K pour des microphones classiques). En conséquence, la mesure de pression a été réalisée au niveau des parois de l'accroche-flamme, en s'inspirant de l'étude de Lyn et al. (1994) [112]. Comme le montre la figure 5.6, les obstacles ont été percés sur leurs faces supérieure et inférieure de trous de pression (1,7 mm de diamètre). Les trous sont

Accroche-flamme	H_{AF} [mm]	L_{AF}/H_{AF} [-]	β_{AF} [%]	Angle d'attaque [°]
Rectangle	30	1,33	25	0
Triangle	40	0,88	33	55
Petit trapèze	35	0,74	33	4
Grand trapèze	50	0,74	42	4

Tableau 5.1 – Caractéristiques des différents accroche-flammes testés expérimentalement aux *conditions de référence* ($U_{g,x}^{\infty} \approx$ 5,8 m/s, 1 bar, 298 K - Hauteur et longueur de l'accroche-flamme H_{AF} [mm] et L_{AF} respectivement, rapport de blocage β_{AF} [%], angle d'attaque [°] (inclinaison d'une face supérieure/inférieure de l'obstacle par rapport à l'horizontale)

reliés à des canaux à l'intérieur de l'obstacle. Ces canaux permettent l'établissement d'une pression hydrostatique, qui est mesurée par un capteur de pression différentielle de type capteur à membrane Validyne P305D (sensibilité = ± 0,86 kPa) déporté à l'extérieur de la chambre de combustion. Lors du régime oscillatoire de détachement tourbillonnaire, une différence de pression est mesurée par le capteur. Pour chaque accroche-flamme, une analyse spectrale est réalisée à partir du signal de pression. L'objectif est de comparer la qualité du signal et la stabilité du détachement tourbillonnaire (d'autant meilleure que l'écart-type des fluctuations de période est faible).

Dans un premier temps, un analyseur de spectre temps réel B&K permet de vérifier que l'écoulement est établi. Ensuite, le signal est enregistré, pendant une durée de 750 s, via un boîtier National Instruments BNC-209 (22 voies), sur une carte d'acquisition PCI-MOI-16E-1. Pour les accroche-flammes retenus, l'analyseur de spectre détecte le phénomène de détachement tourbillonnaire à des fréquences comprises entre 20 et 50 Hz. La fréquence d'échantillonnage étant fixée à 2 000 Hz, le critère de Nyquist-Shannon est donc respecté.

Sur la figure 5.7, sont données les densités spectrales normalisées par leur amplitude maximale. Pour chaque spectre, il existe un sommet de fréquence. Ce sommet peut-être associé à un nombre de Strouhal (Sth). Physiquement, le nombre de Strouhal représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité. Il est défini comme suit :

$$Sth = \frac{f_T H_{AF}}{\mathrm{U}_{g,x}^{\infty}} \tag{5.3}$$

où f_T, H_{AF}, $\mathrm{U}_{g,x}^{\infty}$ correspondent respectivement au pic de fréquence lié à l'émission des tourbillons, à la hauteur de l'obstacle et à la vitesse débitante de l'air dans la chambre (5,8 m/s).

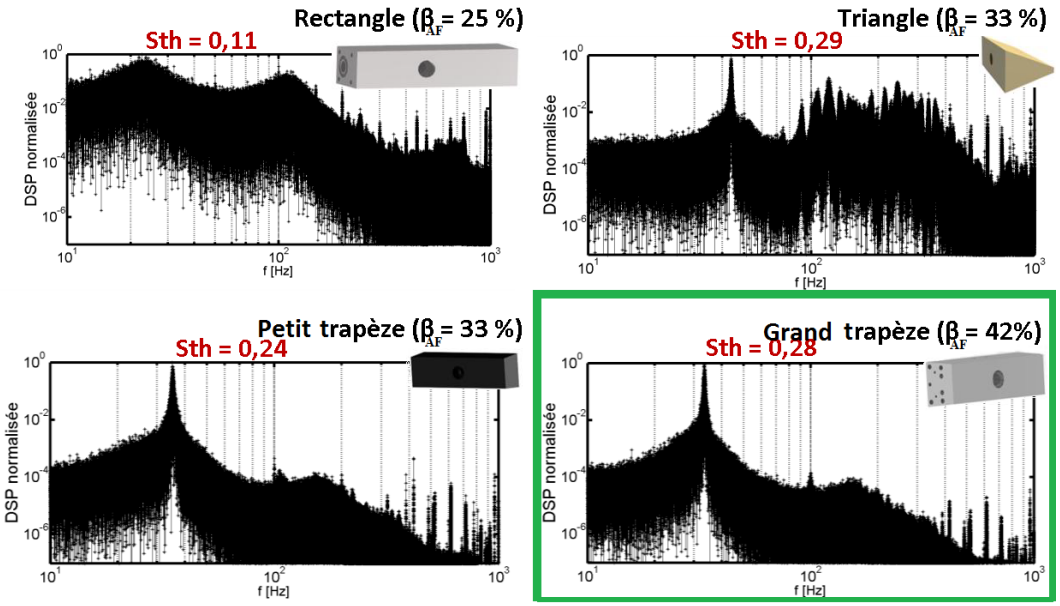


Figure 5.7 – Densités spectrales de puissance normalisées par l'amplitude maximale, obtenues à partir du signal de pression différentielle ΔP pour différentes géométries d'accroche-flammes - Cadre vert : accroche-flamme trapezoïdal retenu pour la suite de ce travail (cf. annexe $\Delta P = f(t)$ correspondant, figure B.1) - *Point de référence*

Le spectre de l'obstacle rectangulaire exhibe deux sommets d'énergie prédominants. Le premier est centré autour de 23 Hz, le second autour de 100 Hz. Au vu de leur largeur, il ne s'agit pas, à proprement parler de pics de fréquence. De surcroît, cette géométrie entraîne d'importants écart-types de fluctuations de fréquence principale, c'est pourquoi elle n'est pas retenue. Le spectre de l'accroche-flamme triangulaire est très différent du précédent. Cette fois, un pic de fréquence, autour d'un nombre de Strouhal égal à 0,29, ressort plus nettement. En revanche, cette géométrie produit encore un bruit excessif pour des fréquences supérieures à 100 Hz. Pour la géométrie du trapèze, les deux spectres sont très similaires. Il existe, dans ce cas, un très bon rapport signal sur bruit. La géométrie trapézoïdale est donc retenue pour cette étude. Le trapèze ayant le rapport de blocage le plus important ($\beta = 42\%$) est toutefois préféré. Celui-ci devrait rendre l'accrochage d'une flamme plus aisé en générant une zone de recirculation plus allongée que le petit trapèze.

5.4 Choix et caractérisation du système d'injection

En général, les techniques de diagnostics optiques ponctuelles et planaires sont mieux adaptées et plus précises pour étudier les écoulements bidimensionnels †. De fait, afin de garantir un écoulement aussi bidimensionnel que possible dans la chambre de combustion du montage PROMÉTHÉE, il a été

†. car l'effet de volume est moins prononcé, c.-à-d. moins d'entrée/sortie du plan d'étude des traceurs ou des gouttes

retenu un injecteur de type « flat fan ». Cette technologie d'injecteur présente, en effet, un certain nombre d'avantages pour notre étude :

1. **le brouillard de gouttes est polydisperse** et donc représentatif, en terme de granulométrie, des brouillards rencontrés dans les foyers aéronautiques. Ici, les tailles de gouttes sont comprises entre 10 et 150 µm, et avec des diamètres moyens : $D_{10} = 27$ µm, $D_{32} = 57$ µm ;
2. **la topologie plutôt « bidimensionnelle » du brouillard** est bien adaptée aux mesures optiques planaires, comme la tomographie laser. En effet, le brouillard de gouttes est de forme « jet plat » (ou « flat spray »). La figure 5.8 est une vue en coupe du spray qui fait ressortir sa section elliptique. Les données du constructeur indiquent que le grand axe du brouillard a une ouverture d'environ 150° et le petit axe une ouverture d'environ 25° ;
3. la **pulvérisation du carburant est rapide** car elle est assurée par un injecteur mécanique. En fait, le carburant pressurisé est expulsé à travers deux orifices de petite dimension. L'impact des deux jets liquides produit une atomisation rapide et fine à la sortie du gicleur. Par ailleurs, cette technologie permet de mieux maîtriser les conditions d'injection contrairement à un injecteur de type « air-blast prefilming », plus sensible aux conditions régnant dans la chambre ;
4. techniquement ces injecteurs sont relativement **simples et robustes**, car ils ne nécessitent aucun élément tournant, ni d'usinage de canaux vrillés à l'intérieur pour garantir leur fonctionnement ;
5. la caractérisation complète de ce type d'injecteur a un **intérêt industriel** puisque ces d'injecteurs sont utilisés comme injecteurs de démarrage (pour l'allumage) dans les foyers de turbines d'hélicoptères (Turbomeca).

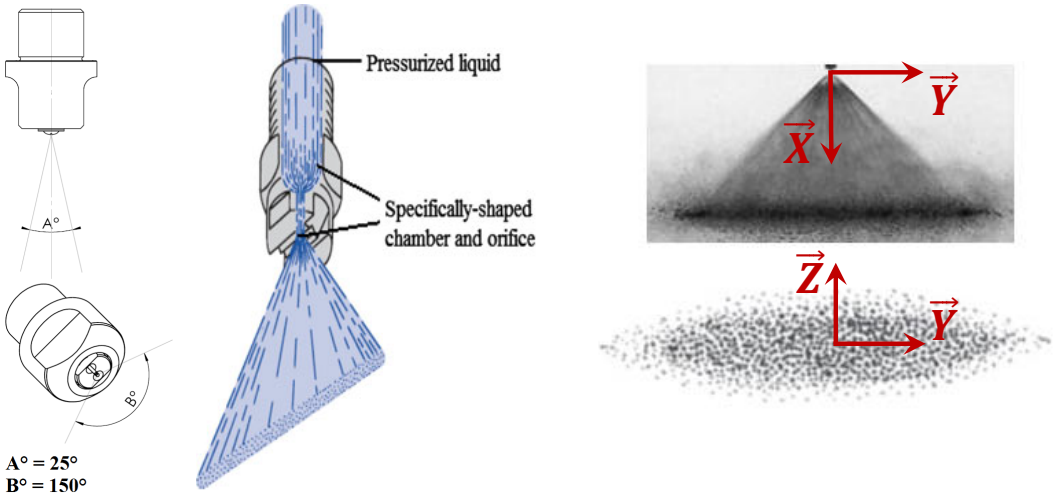


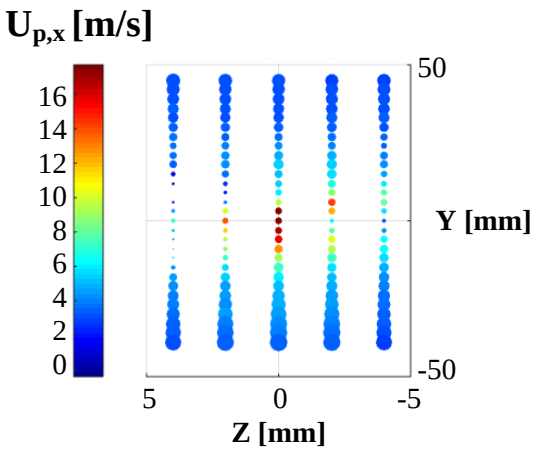
Figure 5.8 – **(a)** : Injecteur « flat fan » de marque MMP (angles d'injection : A° = 25°, B° = 150°, **(b)** : illustration d'un « flat spray » d'après Ashgriz (2011) [9], **(c)** : choix du repère cartsien attaché au brouillard

La figure 5.9, présentent les résultats de la caractérisation de l'injecteur « flat fan ». La caractéri-

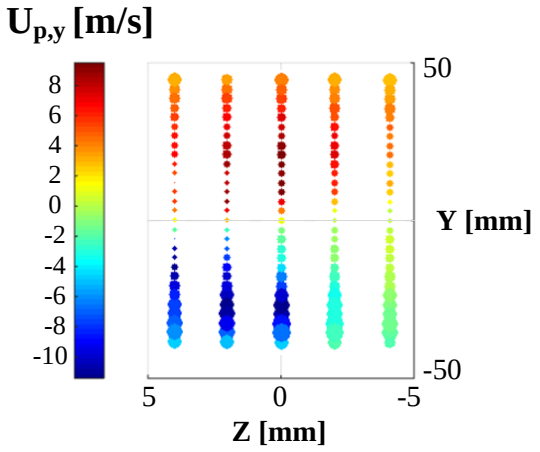
sation a été réalisée à l'air libre (sans écoulement d'air, conditions ambiantes) à l'aide de mesures PDI (cf. section 6.2.2.1). L'ensemble du brouillard a été sondé suivant un maillage rectangulaire (30 × 5 points). Les résultats de la caractérisation présentent les diamètres arithmétiques moyens des gouttes (D_{10}) et leur vitesses moyennes selon les trois composantes : longitudinale ($U_{p,x}$), transversale ($U_{p,y}$) et normale ($U_{p,z}$). Pour cette étude, l'éthanol a été retenu comme fluide de similitude des carburants aéronautiques (comme le kérosène, ou le n-décane) car il possède des propriétés physiques équivalentes, en particulier la tension de surface et la viscosité dynamique qui entrent en jeu dans les phénomènes d'atomisation. La pression d'alimentation de l'injecteur est d'environ 8 bar et correspond à un débit liquide de 1 g/s.

La figure 5.10 présente les profils de vitesses et de tailles de gouttes dans le plan médian du spray (Z = 0). À 10 mm de l'injection, on constate que le gicleur produit un brouillard de gouttes polydisperses, de 10 à 150 µm d'après les données brutes. D'après les mesures, le diamètre arithmétique moyen, D_{10}, est égale à 27 µm et le diamètre moyen de Sauter, D_{32}, est d'environ 57 µm. Il est notable que le brouillard n'est pas parfaitement symétrique de part et d'autre de Y = 0.

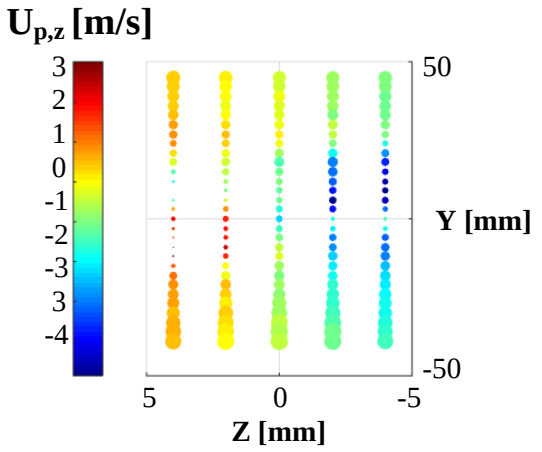
La figure 5.11 présente le flux volumique intégré suivant la composante transversale Y et normalisé par le flux volumique total du brouillard. Les résultats montrent que l'injecteur ne distribue pas de manière symétrique le carburant suivant la composante normale Z. Cette observation montre que l'injecteur présente un défaut de fabrication. On retiendra que le débit de carburant passant dans le plan médian du spray représente environ 24 % du débit total injecté.



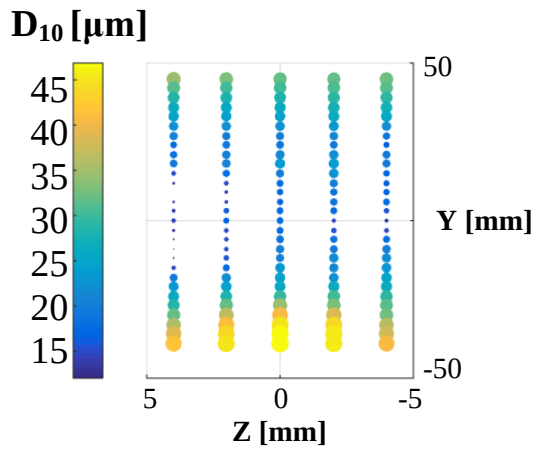
(a) Vitesse longitudinale ($U_{p,x}$ [m/s])



(b) Vitesse transversale ($U_{p,y}$ [m/s])



(c) Vitesse normale ($U_{p,z}$ [m/s])



(d) Diamètre arithmétique moyen (D_{10} [μm])

Figure 5.9 – Représentation non-isométrique de la topologie 3D du brouillard en sortie de l'injecteur « flat fan » (MMP) à X = 10 mm - Carburant de similitude : éthanol (C_2H_6O, pureté = 95 %), débit liquide = 1 g/s - *Caractérisation à l'air libre* (sans écoulement d'air, conditions ambiantes)

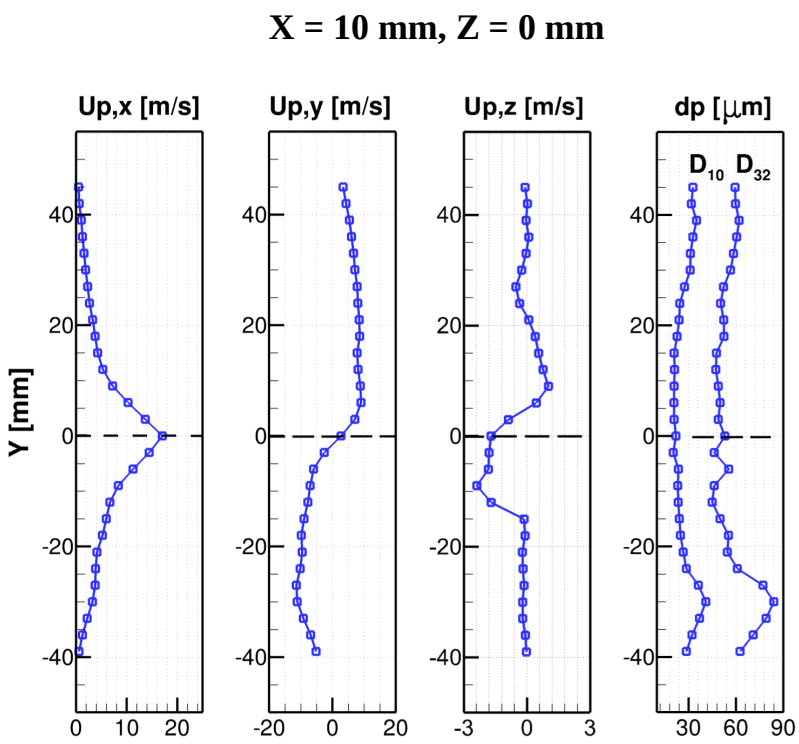


Figure 5.10 – Profils moyens de vitesses et de tailles de gouttes obtenus par mesures PDI dans le plan médian du brouillard - Traversée verticale à X = 10 mm - Carburant de similitude : éthanol (C_2H_6O, pureté = 95 %), débit liquide = 1 g/s - *Caractérisation à l'air libre* (sans écoulement d'air, conditions ambiantes)

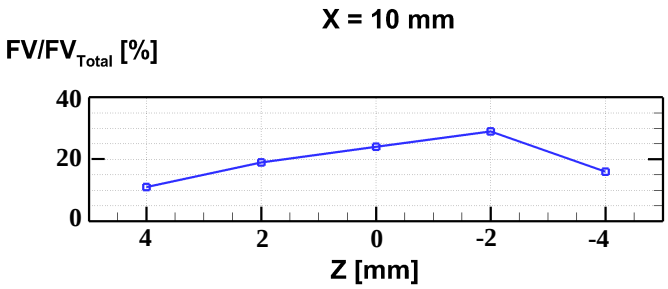


Figure 5.11 – Profil du flux volumique normalisé suivant la composante normale Z, à X = 10 mm - Carburant de similitude : éthanol (C_2H_6O, pureté = 95 %), débit liquide = 1 g/s - *Caractérisation à l'air libre* (sans écoulement d'air, conditions ambiantes)

5.5 Définition des conditions opératoires

L'un des objectifs de cette thèse consiste à développer une banque de données expérimentales en combustion diphasique aérobie, en vue de valider les modèles numériques des codes CFD. Pour cela, la base de données du montage PROMÉTHÉE regroupe des informations sur la phase gazeuse et sur la phase dispersée. Dans cette étude, il a été choisi de diviser la base de données en trois niveaux :

1. caractérisation de l'écoulement monophasique (sans injection de gouttes), aux *conditions dites de référence* ;
2. caractérisation de l'écoulement diphasique (avec injection de carburant) au *point de fonctionnement nominal*, en conditions non-réactives ;
3. caractérisation de l'écoulement diphasique au *point de fonctionnement nominal*, en conditions réactives.

Pour la réalisation de simulations numériques, ce découpage permet de valider toutes les phases d'établissement de l'écoulement, à savoir la phase de soufflage (écoulement inerte d'air), la phase de carburation (écoulement inerte air/gouttes) et la phase de puissance (écoulement réactif air/gouttes).

Comme indiqué dans le tableau 5.2, les *conditions de référence* correspondent aux essais menés sur le prototype à l'échelle 1:1 du montage PROMÉTHÉE, au banc Débitmétrie (cf. section 5.2.2). Ces essais ont été réalisées à pression et température ambiantes. Des essais préliminaires ont montré qu'une vitesse débitante de 5,8 m/s, correspondant à un débit massique d'air de 100 g/s, offre le meilleur rapport signal/bruit pour la détection du phénomène de détachement tourbillonnaire, c'est pourquoi cette vitesse a été retenue.

Les *conditions de fonctionnement nominal* concernent les essais « en température », avec injection de carburant (*n*-décane) et réalisés sur le montage final installé au banc LACOM (cf. section 5.2.2). En conditions réactives, le montage PROMÉTHÉE délivre une puissance de 44 kW. Les *conditions de fonctionnement nominal* ont été choisies pour représenter, au moins partiellement, les conditions générales rencontrées dans un foyer aéronautique réel, en particulier en terme de richesse globale et de débit réduit. Le débit réduit est un paramètre couramment utilisé par les motoristes, et est défini comme :

$$WR = \frac{\dot{m}_{air} \cdot \sqrt{T^{\infty}_{air}}}{P^{\infty}_{air}} \quad [kg \cdot s^{-1} \cdot \sqrt{\mathrm{K}} \cdot bar^{-1}] \tag{5.4}$$

Ajoutons que les paramètres du *point de fonctionnement nominal* ont été choisis pour travailler à même vitesse débitante qu'au *point de référence*. Ce choix permet d'envisager l'invariance des profils de vitesse de la phase gazeuse en non-réactif.

Dénomination	Type d'écoulement	Banc d'essais	$\dot{m}_{air}$ [g/s]	$\dot{m}_{carb}$ [g/s]	T^{∞}_{air} [K]	$U^{\infty}_{g,x}$ [m/s]	WR [*]	ϕ_{glob} [–]
Conditions de référence	Monophasique (inerte)	Débitmétrie	100	–	298	5,8	1,73	–
Point de fonctionnement nominal	Diphasique (inerte et réactif)	LACOM	64	1	450	5,8	1,36	0,24

Tableau 5.2 – Conditions opératoires du montage PROMÉTHÉE - P^{∞}_{air} = 1 bar - L'exposant ∞ correspond aux conditions mesurées en amont de la chambre de combustion. [*] = [kg $\cdot$ s^{-1} $\cdot$ $\sqrt{\text{K}}\cdot$bar^{-1}] - Le carburant utilisé est du *n*-décane ($C_{10}H_{22}$, pureté = 95 %). Il est injecté à une température de 330 K

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, on a présenté la mise en œuvre d'un nouveau montage expérimental académique dédié à l'étude de la combustion diphasique aérobie : la maquette d'essais PROMÉTHÉE. Les différents éléments constitutifs du montage et les deux bancs d'essais instrumentés (Débitmétrie et LACOM) ont été décrits. Les conditions opératoires de fonctionnement ont également été définies. La maquette d'essais reproduit les caractéristiques générales d'un écoulement de foyer aéronautique, c.-à-d. avec de grandes échelles de turbulence et un brouillard polydisperse non-prémélangé. La configuration expérimentale a été conçue pour mettre en jeu un écoulement « bidimensionnel », afin de garantir une précision optimale des techniques de mesures planaires. Le prochain chapitre traite de la mise en place de l'ensemble des mesures réalisées au cours de ce travail.

Chapitre 6

Mise en place des moyens de mesure

Sommaire

6.1 Plan d'expériences **90**
6.2 Présentation des méthodes expérimentales **91**
6.2.1 Vélocimétrie par images de particules 91
6.2.2 Vélocimétrie et granulométrie laser 95
6.2.3 Imagerie rapide 100
6.2.4 Fluorescence induite par plan laser 102
6.3 Mise en place des mesures conditionnées **103**
6.3.1 Intérêts 103
6.3.2 Développement d'un algorithme d'analyse par moyenne de phase 103
6.3.3 Validation du traitement conditionnel 106
6.4 Mise en place des mesures simultanées PLIF-OH/Mie **107**
6.4.1 Intérêts 107
6.4.2 Superposition spatiale des mesures 107
6.4.3 Synchronisation temporelle des mesures 108

Depuis les années 70, différentes techniques de diagnostics laser non-intrusives ont émergé et sont devenues essentielles pour caractériser les écoulements et la combustion dans les foyers aéronautiques. Aujourd'hui, ces techniques présentent une haute résolution temporelle et/ou spatiale et permettent d'étudier en détail les phénomènes physiques mis en jeu.

Dans ce chapitre, on présente le plan d'expérience récapitulant l'ensemble des mesures réalisées au cours de ce travail. Par la suite, on propose une description des moyens de mesures utilisés (PIV, PDI, diffusion de Mie, chimiluminescence OH*, PLIF-OH). L'accent est également porté la mise en place des mesures conditionnées et des mesures simultanées PLIF-OH/Mie.

6.1 Plan d'expériences

L'étude expérimentale des régimes de combustion diphasique requiert la mise en place d'une base de données précise portant, à la fois, sur la phase gazeuse et sur la phase liquide. L'enjeu du volet expérimental de cette thèse consiste, dans un premier temps, à caractériser l'écoulement du montage PROMÉTHÉE, c.-à-d. étudier l'écoulement avec et sans gouttes, en conditions inertes et réactives. Dans un second temps, l'enjeu sera d'étudier la structure de flamme diphasique, en analysant la position relative des gouttes et des zones de réaction. Le tableau 6.1 synthétise le plan d'expérience mis en œuvre dans le cadre de ce travail. Une description des différentes méthodes de mesures est présentée dans la section suivante, en section 6.2.

<table>
<tr><th>Étude</th><th>Phénomènes</th><th>Phases</th><th>Quantités mesurées</th><th>Méthodes mesures</th></tr>
<tr><td rowspan="6">Régimes combustion diphasiques</td><td rowspan="3">Dispersion et ségrégation des gouttes
(Nombre de Stokes)</td><td rowspan="2">Phase gazeuse</td><td>Champs de vitesses
(nombre Reynolds hydraulique, taux de turbulence)</td><td>PIV</td></tr>
<tr><td>Instabilités & vortex
(nombre de Strouhal)</td><td>Mesure de pression & analyse spectrale</td></tr>
<tr><td>Phase liquide</td><td>Vitesses et tailles de gouttes
(nombre Reynolds particulaire)</td><td>PDI</td></tr>
<tr><td rowspan="3">Interactions spray / flamme</td><td rowspan="3">Phase liquide & gazeuse</td><td rowspan="2">Positions des gouttes
(paramètre de distance inter-gouttes)</td><td rowspan="2">Imagerie rapide diffusion de Mie</td></tr>
<tr><td rowspan="2">Positions des zones de réaction</td></tr>
<tr><td>PLIF-OH</td></tr>
<tr><td></td><td></td><td></td><td>Chimiluminescence OH*</td></tr>
</table>

Figure 6.1 – Plan d'expérience du programme d'essais PROMÉTHÉE, dédié à l'étude des régimes de combustion des brouillards de gouttes

Pour caractériser l'écoulement dans la chambre de combustion du montage PROMÉTHÉE, des analyses locales non-intrusives sont réalisées à l'aide de techniques de diagnostic optique. La figure 6.2 présente l'ensemble des positions des points d'analyse définis dans ce travail.

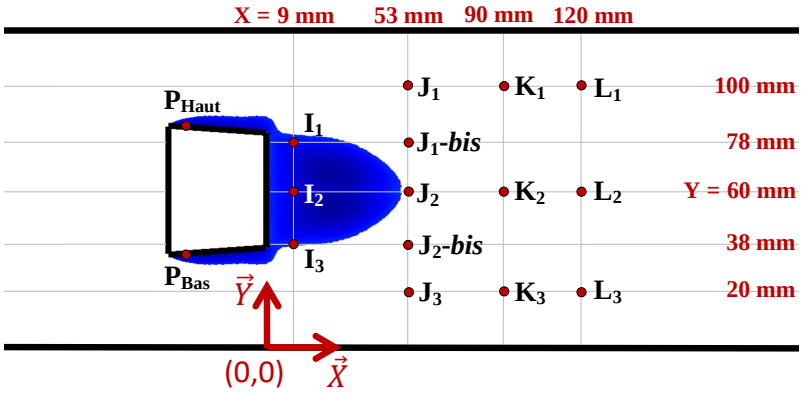


Figure 6.2 – Schéma illustrant le repère cartésien défini dans le plan médian de la chambre PROMÉTHÉE (Z = 0), et la position des capteurs vis-à-vis de la zone de recirculation dans le sillage de l'accroche-flamme, en écoulement non-réactif. Par convention, la pression différentielle au niveau du capteur est définie comme $\Delta P = P_{Haut} - P_{Bas}$

6.2 Présentation des méthodes expérimentales

6.2.1 Vélocimétrie par images de particules

6.2.1.1 Principe

La vélocimétrie par images de particules à deux composantes, communément appelée PIV 2C, est une méthode optique non intrusive permettant d'obtenir une cartographie des vitesses instantanées d'un écoulement, dans un plan. Lors du post-traitement, il est également possible d'extraire d'autres informations quantitatives très utiles, comme les cartes de vitesses moyennes, les cartes de vorticité instantanées et moyennes et de mesurer des taux de turbulence. La PIV est utilisée dans de nombreux domaines de recherche, tels que les études portant sur la combustion, les brouillards et les expériences en soufflerie. La gamme de vitesse mesurable s'étend des très basses vitesses jusqu'au domaine supersonique.

La méthode PIV consiste à éclairer un écoulement qui a été préalablement ensemencé de traceurs, c.-à-d. de goutellettes ou de particules solides suffisamment petites et légères pour suivre le champ gazeux. La source de lumière est généralement obtenue à l'aide de deux lasers pulsés qui génèrent, sur un même axe optique, deux impulsions lumineuses décalées dans le temps. Ces faisceaux laser traversent ensuite un générateur de nappe qui va générer une tranche laser aussi fine que possible dans la zone d'étude (cf. figure 6.3). Un système de prise de vue, généralement constitué d'une caméra CCD, permet d'enregistrer les positions des particules pour chaque impulsion lumineuse. Ces doublets d'images (ou couples d'images) sont enregistrés sur deux clichés distincts. Les couples d'images sont

par la suite comparés grâce à un algorithme d'intercorrélation, lequel divise les images originales en petites fenêtres d'interrogation. Le vecteur de déplacement moyen, $\delta\vec{s}$, est alors déterminé à partir de la position du pic de corrélation maximale. La vitesse instantanée du champ gazeux est alors simplement calculée à partir de la relation suivante :

$$\vec{u_g} = \frac{\delta\vec{s}}{\delta t} \tag{6.1}$$

où δt est le temps séparant les deux impulsions laser. Ce processus est répété sur l'ensemble des fenêtres du couple d'images en cours de traitement.

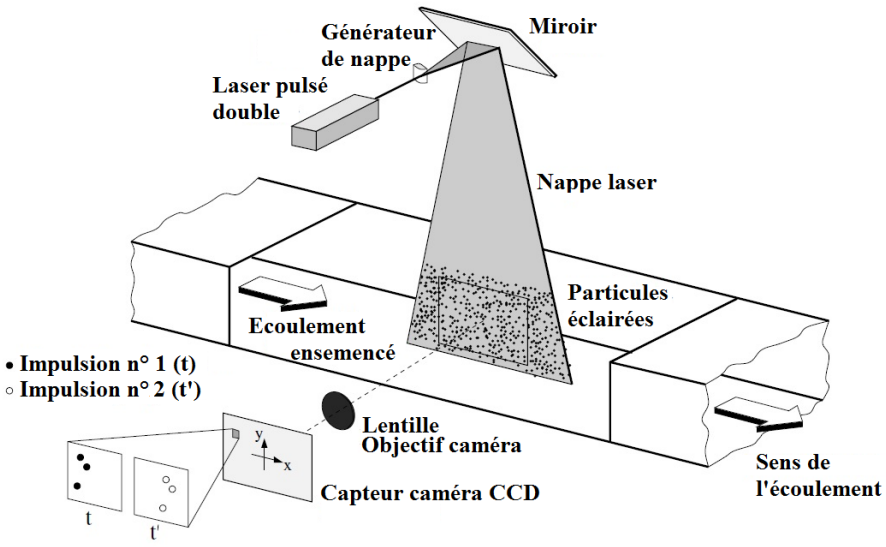


Figure 6.3 – Principe de la vélocimétrie par images de particules

6.2.1.2 Système PIV et réglages

Matériel

Dans ce travail, les mesures PIV 2C ont été réalisées grâce au système d'acquisition et de synchronisation LaVision. Ce dispositif est composé d'une source de lumière comprenant deux lasers pulsés Nd:YAG (2,5 Hz, $\lambda = 532$ nm). Les lasers fournissent une énergie de 250 mJ par pulse pendant une durée d'environ 8 ns. La période de temps entre deux impulsions laser (δt) est réglée à 30 µs. Le système optique utilisé pour générer la tranche laser est constitué d'un jeu de lentilles cylindriques convergentes et d'un miroir orientable. La nappe laser résultante possède une largeur de 100 mm et une épaisseur d'environ 1 mm. La nappe traverse la chambre de combustion de part en part, dans son plan médian (Z = 0). Une caméra CCD de résolution 2 048 × 2 048 px^2 est placée perpendiculairement à la tranche laser. La caméra est équipée d'un objectif CANON de focale 60 mm. Après étalonnage sur une mire, la définition des images est estimée à 17,6 px/mm. Le dernier élément du dispositif est

le générateur de gouttelettes. Il s'agit d'un atomiseur DEHS †/air, de conception ONERA, permettant d'ensemencer l'écoulement porteur d'un brouillard de fines gouttelettes (< 5 µm de diamètre), en amont de la chambre d'uniformisation.

Logiciel de traitement de flot optique

Dans cette étude, le logiciel utilisé pour estimer les champs de déplacements est le logiciel FOLKI-SPIV développé par l'ONERA (DAFE et DTIM) [39]. Son principal intérêt réside dans le temps associé au traitement des images qui est environ 50 fois inférieur aux méthodes classiques utilisées dans les logiciels commerciaux. Cette spécificité est atteinte grâce à une formulation parallèle des équations permettant une implémentation sur carte graphique (GPU).

L'algorithme FOLKI (Flot Optique Lucas Kanade Itératif) fournit le cœur du logiciel FOLKI-SPIV. Le principe de cet algorithme se base sur la définition de fenêtres d'interrogation dont on cherche le déplacement entre les deux images étudiées : $I(x, y, t)$ et $I(x, y, t+\delta t)$. Cette approche repose donc sur une technique d'estimation locale, ce qui ne la rend *a priori* valable que pour de faibles déplacements. Toutefois, dans le logiciel FOLKI-SPIV, cette limitation est levée via la mise en place d'une stratégie multi-résolution qui assure qu'à l'échelle initiale choisie le déplacement d'une fenêtre d'interrogation entre deux images est faible [170].

On définit la mesure de corrélation comme la différence quadratique entre les deux images, pour un pixel k à une position (x, y) donnée :

$$\mathcal{G} = \sum_{m} [I(m_x, m_y, t) - I(m_x - \delta x(k), m_y - \delta y(k), t + \delta t)]^2 \tag{6.2}$$

où $m(m_x, m_y)$ correspond aux pixels appartenant à la fenêtre d'interrogation définie autour du pixel k.

Contrairement aux méthodes classiques qui calculent la mesure de corrélation via une FFT, les méthodes de type Lucas et Kanade se positionnent dans un contexte d'optimisation. L'algorithme FOLKI a été conçu de manière à minimiser la différence définie en équation 6.2, à l'aide de méthodes itératives de type Gauss-Newton. En pratique, la fonction de corrélation est d'abord calculée pour des déplacements entiers. Ensuite une étape d'interpolation est effectuée pour permettre le calcul du gradient nécessaire à la minimisation via des méthodes de résolution Gauss-Newton (cf. figure 6.4). Dans la mesure où la fonction minimisée n'est pas convexe, celle-ci possède plusieurs *minima*. La technique consiste donc à s'assurer que le minimum obtenu est bien retrouvé en effectuant des calculs avec plusieurs tailles de fenêtre (approche pyramidale, multi-résolution).

†. Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat

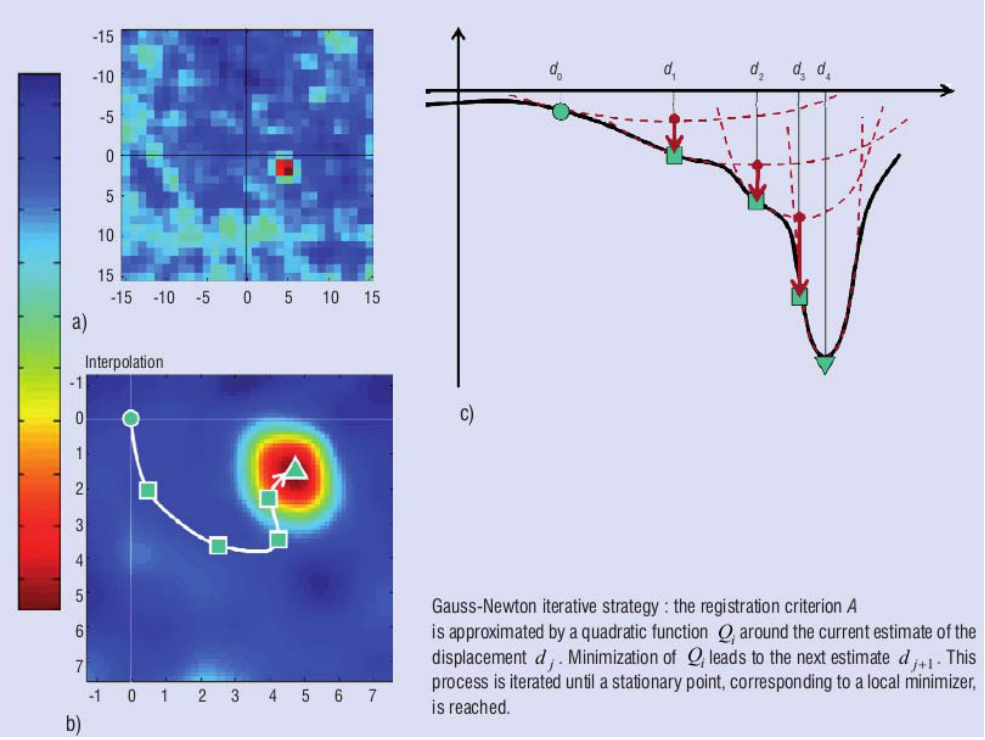


Figure 6.4 – Méthode de résolution itérative Gauss-Newton de l'algorithme FOLKI [39]

Validation des réglages

Pour cette étude, les principaux paramètres retenus lors du traitement avec le logiciel de traitement FOLKI-SPIV sont les suivants : nombre d'itération = 5, nombre de niveau pyramidal = 3, taille de fenêtre d'interrogation (Diw) = 31 px, interpolation bilinéaire.

Afin de justifier le choix des réglages précédents, un essai préliminaire a été mené sur le montage PROMÉTHÉE, aux conditions dites *de référence*. Le résultat de cette étude est illustré grâce à l'histogramme des vecteurs déplacements des traceurs (cf. figure 6.5). Les mesures PIV ont été réalisées 63 mm en aval de l'accroche-flamme à partir d'une acquisition de 1 880 couples d'images. L'histogramme est une fonction gaussienne dont l'espérance mathématique correspond à un déplacement moyen de 3 px. Un critère courant est de vérifier que le déplacement des particules reste inférieur ou égal au quart de la taille de fenêtre d'interrogation (Diw) [32]. Dans le cas présent, le critère de déplacement est globalement bien respecté. Il reste adapté aux zones dont les vitesses atteignent 15 m/s, or, dans notre écoulement, la vitesse ne dépasse pas 20 m/s. Notons que l'enveloppe de l'histogramme présente des petites oscillations avec une période de 1 px. Ce phénomène est typique d'un blocage de pic (« peak-locking »), récurrent dans ce genre de mesures [32]. Ici, le phénomène existe mais n'est pas prononcé car il n'y a pas d'absence totale de mesure au voisinage des valeurs proches du demi-pixel. La qualité des données est donc satisfaisante.

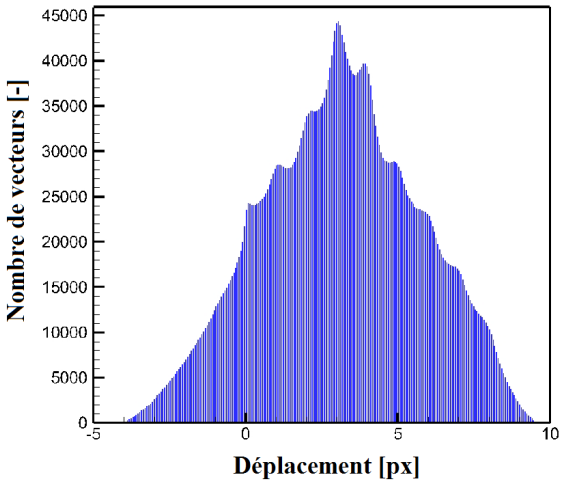


Figure 6.5 – Densité en nombre des vecteurs de déplacement (X = 63 mm) - *Conditions de référence*

6.2.2 Vélocimétrie et granulométrie laser

6.2.2.1 Système PDI

Précédemment, nous avons présenté la technique de mesure PIV qui permet de caractériser l'écoulement gazeux. On souhaite ici présenter la technique d'interférométrie par phase Doppler (abrégée PDI), laquelle permet d'étudier le comportement de la phase dispersée. Cette technique est particulièrement utile dans l'étude des écoulements diphasiques puisqu'elle fournit une mesure conjointe des vitesses et de la taille de gouttes. En fait, il s'agit d'une extension de la technique de vélocimétrie laser à franges LDA.

Dans ce travail, le dispositif utilisé est le PDI-200MD de Artium Technologies Inc. Le principe général présenté ici est inspiré des travaux de Linassier (2012) [105] et de Garcia-Rosa (2008) [71], mais pour une description plus complète, il est possible de se référer à Albrecht et al. (2003) [6].

La mesure PDI est une technique de mesure ponctuelle, le volume de mesure étant constitué par l'intersection de deux faisceaux de lumière cohérente de longueur d'onde λ, selon un demi-angle α, créant un réseau de franges d'interférences d'interfrange i_ν, tel que :

$$i_\nu = \frac{\lambda}{2sin(\alpha)} \tag{6.3}$$

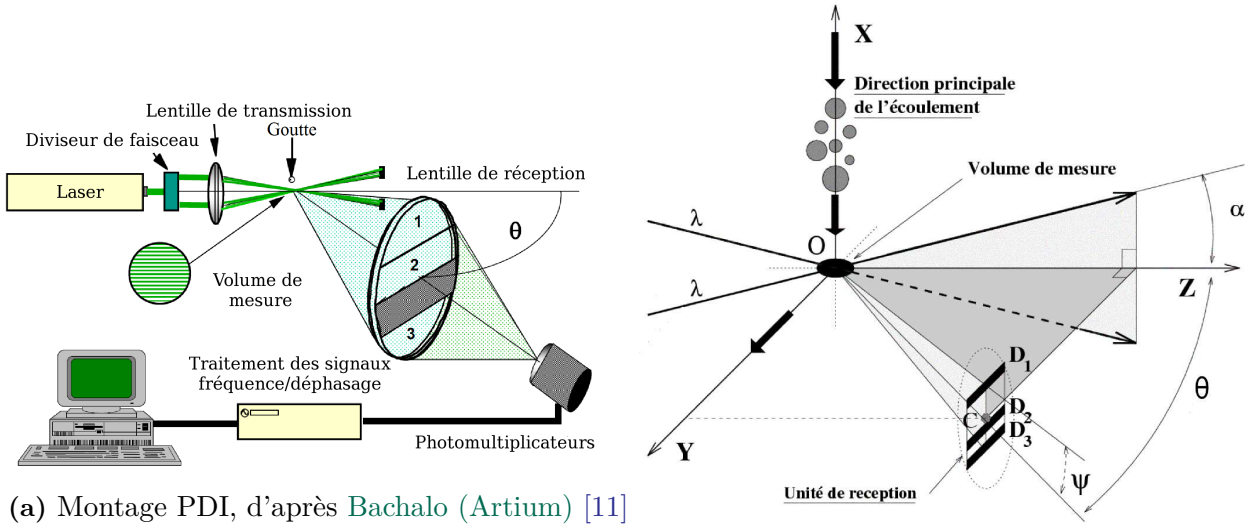
Ces faisceaux sont obtenus à l'aide d'une source laser monochromatique et d'un dispositif diviseur de faisceau (cf figure 6.6). Une particule traversant ce réseau de franges va diffuser la lumière sous forme de bouffée Doppler, qui sera captée et amplifiée par un ou plusieurs récepteurs de type photomultiplicateur. Ce signal est de type chirp et présente une allure pseudo-périodique en temps. Son expression peut s'écrire :

$$I(t) = P(1 + Vcos(2\pi\nu_d t + \phi)) \tag{6.4}$$

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

$$\nu_d = \frac{|\vec{V}_d \cdot \vec{n}|}{i_\nu} \tag{6.5}$$

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.



(a) Montage PDI, d'après Bachalo (Artium) [11]

(b) Angles des faisceaux lasers, d'après Onofri (2009) [126]

Figure 6.6 – Schématisation du système PDI

Selon ce principe, il est possible de déterminer la norme, mais pas la direction d'une composante de vitesse, une même fréquence correspondant aussi bien à des valeurs positives ou négatives. La 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 reliée à la vitesse de la particule. Sur le système employé, une cellule de Bragg (modulateur acousto-optique), fonctionnant à 40 MHz, 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 :

$$\nu_d = \frac{|(\vec{V}_d - \vec{v}_0) \cdot \vec{n}|}{i_\nu} \tag{6.6}$$

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 (λ

= 473 nm). L'orientation des deux systèmes de frange est telle que les deux composantes de vitesse mesurées sont orthogonales (cf figure 6.7). En pratique, les trois composantes de vitesse peuvent être mesurées en réalisant deux traversées perpendiculaires au sein de l'écoulement. Dans le cadre de ce travail, seules les composantes de vitesses longitudinales et transversales ont été mesurées dans les conditions d'écoulement. Ces deux composantes ont été choisies car elles correspondent aux directions privilégiées du mouvement des gouttes dans la configuration expérimentale PROMÉTHÉE.

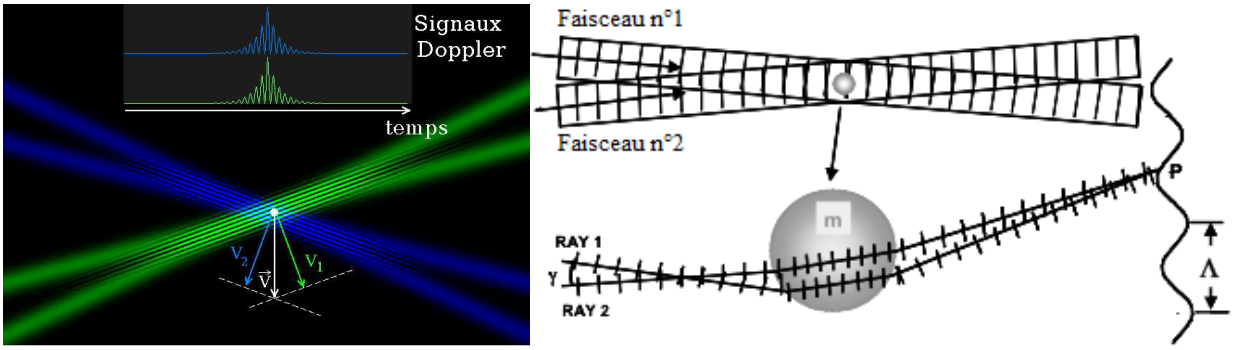


Figure 6.7 – Schéma montrant l'intersection des faisceaux laser, et le déphasage créé par les différents parcours optiques des rayons à travers la goutte

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 Ψ (cf. figure 6.6(b)), 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 6.8). 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) :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda} d_p \Big(\sqrt{1 - cos\Psi cos\theta cos\alpha + sin\Psi sin\alpha} \tag{6.7}$$

$$- \sqrt{1 - cos\Psi cos\theta cos\alpha - sin\Psi sin\alpha} \Big) \tag{6.8}$$

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

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d_p \Big(\sqrt{1 + n^2 - n\sqrt{2}\sqrt{1 + sin\Psi sin\alpha + cos\Psi cos\theta cos\alpha}} \tag{6.9}$$

$$- \sqrt{1 + n^2 - n\sqrt{2}\sqrt{1 - sin\Psi sin\alpha + cos\Psi cos\theta cos\alpha}} \Big) \tag{6.10}$$

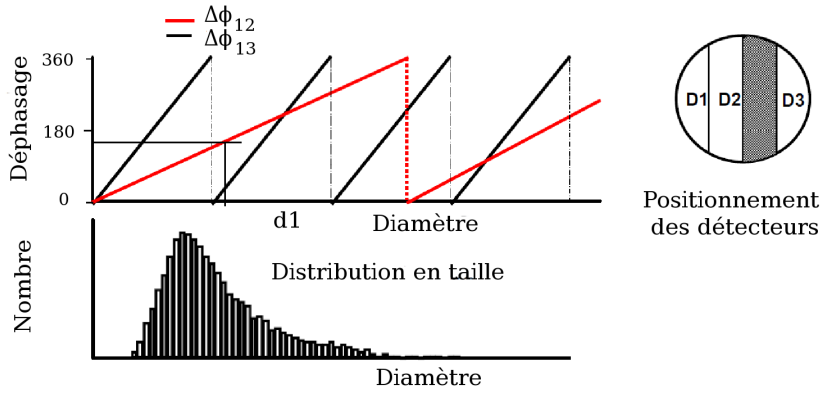


Figure 6.8 – Mesure des tailles de particules par PDI, d'après Bachalo (Artium) [11]

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 recoupement des signaux mesurés est réalisé, afin d'attribuer à la particule deux composantes de vitesse. Dans cette étude, un problème technique n'a pas permis de réaliser un tel filtrage en coïncidence (rendement de seulement 8 %). Afin de garder des tailles d'échantillons importantes, aucun filtrage n'a été appliqué. De fait, les corrélations diamètre/vitesse de gouttes ne sont disponibles que pour la composante transversale de la vitesse.

Les dispositifs d'émission et de réception du PDI sont montés au moyen de barres Micro-Contrôle sur un mécanisme assurant la translation de l'ensemble selon les trois directions (cf. figure 6.9). Notons que le placement de la sonde réceptrice se fait par rapport à la sonde émettrice, de sorte que le point focal objet de l'optique de collection coïncide avec le volume de mesure. Ici, l'angle entre les axes optiques des têtes d'émission et de réception est de 142°, la configuration est alors dite en diffusion avant. Le système de déplacement de l'ensemble du support est piloté par le logiciel de contrôle du PDI. La position relative des mesures ainsi que leur orientation sont enregistrées au cours des acquisitions.

6.2.2.2 Acquisition des données brutes

La technique PDI est une technique de comptage de gouttes. Ceci signifie que le volume de mesure est scruté et les bouffées Doppler sont analysées au fur et à mesure de leur arrivée. Par conséquent, chaque analyse donne lieu à l'enregistrement de données brutes, telles que :

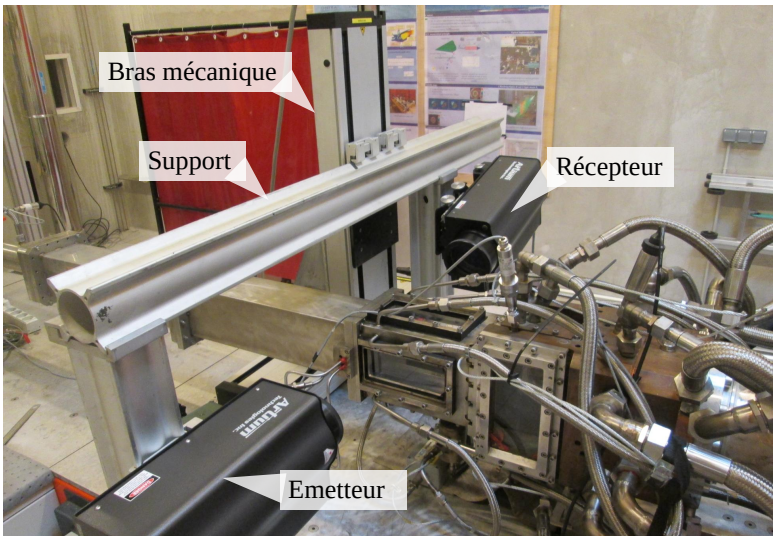


Figure 6.9 – Montage de déplacement en translation du système PDI sur le montage PROMÉTHÉE

1. la date de passage de la particule, t ;
2. les deux composantes de vitesses instantanées, $u_{p,x}$ et $u_{p,y}$;
3. le diamètre associé à la composante transversale de vitesse, d_p.

Les particules ont des dates d'arrivée aléatoires dans le volume de mesure, avec une cadence moyenne notée $\dot{N}_p$, appelée taux d'acquisition (« data rate »). En général, l'acquisition est supposée terminée lorsque le nombre de gouttes échantillonnées est supérieur à 7 000 gouttes. Lorsque le taux d'acquisition est localement faible, un autre critère classique est de limiter le temps d'enregistrement à une durée maximale de 10 secondes, dans notre cas.

6.2.2.3 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 valeurs moyennes. Les plus couramment utilisées sont le diamètre moyen arithmétique D_{10}, calculé comme :

$$D_{10} = \frac{\sum_{i=1}^{N} d_{p,i}}{N} \tag{6.11}$$

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

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{N} d_{p,i}^3}{\sum_{i=1}^{N} d_{p,i}^2} \tag{6.12}$$

6.2.2.4 Caractérisation du spray en zone proche injecteur

Les systèmes de type Phase-Doppler constituent actuellement les outils les plus fiables pour la caractérisation d'un brouillard. 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 des modèles relatifs aux interactions entre la phase liquide et la phase gazeuse (atomisation, dispersion, évaporation). 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. En effet, il est nécessaire de s'affranchir de la présence de 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 PROMÉTHÉE, 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 9 mm en aval de la tête d'injection.

6.2.3 Imagerie rapide

L'utilisation de l'imagerie rapide est choisie dans le but d'observer le comportement instationnaire du brouillard et de la flamme. Dans le cadre de cette étude, une caméra rapide « noir et blanc » Phantom V341 est utilisée. Cette caméra offre une profondeur d'intensité lumineuse égale à 12 bit/px (soit des niveaux compris de 0 à 4 095). La résolution maximale atteignable est de 2 560 × 1 600 px^2. À noter que l'augmentation de la fréquence d'acquisition (jusqu'à 130 kHz) se fait cependant au détriment de la résolution des images.

On propose désormais de présenter les mesures d'imagerie rapide par tomographie laser, puis les mesures par chimiluninescence.

Tomographie laser Pour observer la dynamique du brouillard et caractériser la densité en gouttes dans diverses régions de l'écoulement, des mesures de tomographie laser sont mises en œuvre. Le principe de ce type de mesure consiste à éclairer les gouttes de carburant au moyen d'une nappe laser d'épaisseur contrôlée. La lumière incidente est diffusée par l'ensemble des gouttes par réflexion spéculaire et par réfraction. Lorsque la région du spray étudié est suffisamment diluée, on peut raisonnablement négliger les réflexions multiples entre les gouttes. Par ailleurs, si les gouttes sont grandes

devant la longueur d'onde du laser, l'intensité de la lumière diffusée par une goutte (appelée diffusion de Mie) peut être liée linéairement au carré du diamètre de la goutte [126], suivant la relation :

$$Intensité \propto \sum_{i=1}^{N} d_{p,i}^2 \tag{6.13}$$

En général, le signal de Mie des gouttes est capturé en plaçant une caméra rapide perpendiculairement à la tranche laser. La très courte durée du flash et du temps d'exposition de la caméra permettent d'acquérir une image figée d'un plan de l'écoulement. Suivant la relation 6.13, les images capturées seront alors représentatives de la surface totale de gouttes de carburant présentes dans la nappe.

Dans notre étude du montage PROMÉTHÉE, les gouttes sont éclairées dans le plan médian de la chambre par une tranche laser générée à la sortie d'un laser pulsé Quantronix Darwin-527 (λ = 527 nm) et d'un générateur de nappe constitué d'une lentille cylindrique. Le signal d'horloge de la caméra rapide et le signal de déclenchement du laser sont synchronisés pour fonctionner à une cadence de 1 kHz. La pulsation laser est déclenchée avec un léger retard ajustable afin d'assurer un éclairage optimal au moment de l'ouverture de la caméra. Les flash laser ont une durée de l'ordre de 200 ns. Le temps d'exposition de la caméra est réglé entre 1 et 10 µs en fonction du type d'écoulement étudié (réactif ou non-réactif).

Chimiluminescence La connaissance de la structure globale de la flamme peut être assurée au moyen de mesures de chimiluminescence. La chimiluminescence, ou émission spontanée spectroscopique de radicaux, apparaît lors de la transition de certaines molécules d'un état excité à leur état fondamental. Ces radicaux sont des molécules issues des réactions intermédiaires dans le processus de combustion. Dans cette étude, on s'intéresse exclusivement sur le radical libre hydroxyle dans son état excité (OH^*). Ce radical est un indicateur majeur du taux de dégagement de chaleur des carburants hydrocarbonés, pour une grande plage de richesse [78]. L'observation de la production OH^* à l'aide d'une caméra placée perpendiculairement à la chambre permet de mesurer les niveaux de dégagement de chaleur intégrés sur la profondeur de la chambre.

Dans notre montage, un filtre passe-bande, Melles-Griot, centré autour de 311 nm ± 5 nm a été utilisé pour ne laisser passer que les émissions de chimiluminescence dans l'ultraviolet. Ce filtre présente une transmission maximale de 50 %. Dès lors, pour compenser la réduction d'intensité effective du signal de chimiluminescence, un intensificateur à images, Lambert HiCATT, a été monté entre la caméra rapide Phantom V341 et le système objectif/filtre. Le gain de l'intensificateur a été réglé à un niveau de 850. En outre, un objectif Nikon spécial ultraviolet a été retenu, les objectifs standards atténuant fortement le signal des émissions UV. Le dispositif de visualisation rapide de la chimiluminescence est présenté sur la figure 6.10.

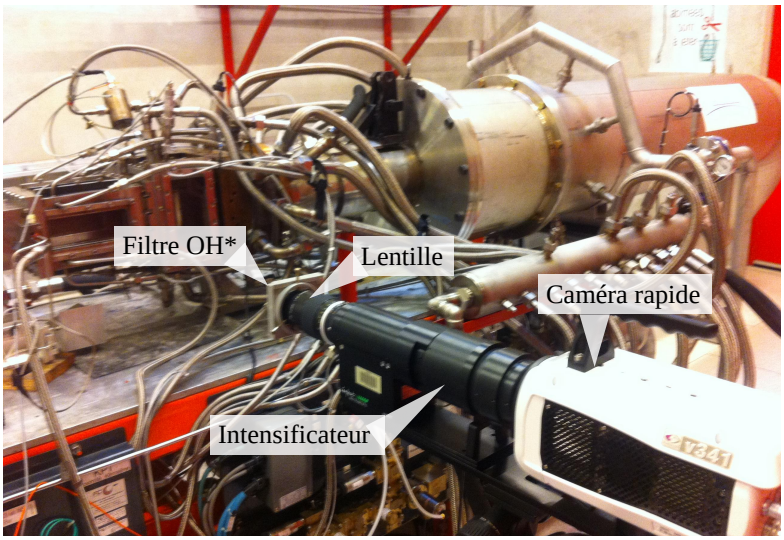


Figure 6.10 – Photographie du dispositif d'imagerie rapide du front de flamme par chimiluminescence sur le montage PROMÉTHÉE

6.2.4 Fluorescence induite par plan laser

Le principe de la fluorescence induite par laser (« Laser-Induced Fluorescence ») consiste à exciter les molécules dans leur état électronique fondamental à l'aide d'un faisceau laser pulsé, dont la durée d'impulsion est de l'ordre de quelques nanosecondes. Lorsque la longueur d'onde du laser est accordée sur une raie d'absorption de la molécule sondée, une certaine quantité du faisceau laser est absorbée par les molécules qui voient une partie de leurs électrons situés dans leur état d'énergie fondamental passer dans un état d'énergie excité. La durée de vie de ces états excités est généralement très courte ($\sim$ 1-100 ns selon les molécules). Les molécules vont donc rapidement se désexciter pour retourner vers un état d'énergie inférieur [8]. La technique de mesure planaire PLIF-OH consiste à enregistrer les signaux de fluorescence du radical hydroxyle excité dans une tranche laser. Cette technique permet, en particulier, de remonter à des informations sur la topologie de la structure interne de la flamme (vues en coupe instantanées).

Dans cette étude, les mesures portant sur le radical OH sont réalisées en utilisant un laser pulsé Nd:YAG, à fréquence doublée, Q-switched (Quantel YG980), lequel pompe un laser à colorant (Quantel TDL+). La fréquence du laser est doublée afin d'atteindre une longueur d'onde comprise dans la bande spectrale 280-290 nm, avec une énergie d'environ 10 mJ par impulsion. Le laser à colorant est ajusté à une longueur d'onde de 282,69 nm afin d'exciter la ligne Q1(5) de la bande (1,0) du système OH ($X^2\Pi$ - $A^2\Sigma^+$). La transition Q1(5) est choisie du fait de son haut niveau d'intensité, ses caractéristiques spectrales facilement isolables et de sa faible dépendance à la température. Une fine tranche laser UV ($<$ 1 mm d'épaisseur) est générée dans le plan médian de la chambre de combustion. L'enregistrement du signal de fluorescence OH est réalisé grâce à une caméra ICCD intensifiée PI-

MAX2, placée perpendiculairement au hublot latéral de la chambre. La caméra est équipée d'une filtre passe-bande centré autour de 311 nm ± 5 nm.

Une description plus complète du dispositif de mesure PLIF (montage optique, miroirs de renvoi), ainsi qu'une présentation de la mise au point des mesures sont présentés par Bodoc et al. (2014) [26].

6.3 Mise en place des mesures conditionnées

6.3.1 Intérêts

L'application simultanée, *stricto sensu*, de plusieurs techniques laser est une tâche particulièrement difficile, en raison des contraintes d'encombrement liées aux dispositifs de mesures, des différences de fréquences d'acquisition mises en œuvre et des limitations d'aménagement d'accès optiques. C'est pourquoi, l'un des points importants de ce travail a consisté en la mise en place et la validation du conditionnement de mesures par rapport à un signal de référence. En général, on choisit un signal de référence lié au phénomène physique étudié. Ainsi, lorsque le phénomène revêt un caractère périodique, le traitement conditionnel permet de définir une référence de phase commune à l'ensemble des techniques de mesures. Ce traitement permet alors de synchroniser différentes mesures optiques, initialement indépendantes † et de pouvoir comparer leurs résultats *a posteriori*. Un dernier intérêt est de permettre la réalisation de moyennes de phase en vue de caractériser l'instationnarité d'un écoulement périodique d'un point de vue statistique.

D'après Apeloig (2013) [8], le traitement du signal de référence peut être réalisé selon deux méthodes distinctes. D'un côté, il y a la méthode dite « en ligne », laquelle traite directement le signal, alors que la seconde méthode réalise les traitements *a posteriori*. La première méthode utilise un retardateur analogique afin de déclencher les mesures. Cette méthode nécessite de connaître au préalable la fréquence du phénomène étudié, afin de fixer le délai correspondant à la phase recherchée. Cette méthode n'est toutefois pas adaptée au cas d'études complexes, où le phénomène est auto-entretenu, car elle supposerait une stabilité de sa fréquence. La seconde méthode repose, quant à elle, uniquement sur des analyses de post-traitement. Pour cela, le signal de référence, les signaux d'ouverture des caméras, les signaux TTL associés à chaque point de mesure doivent être simultanément enregistrés au cours d'un essai. Le principal intérêt de cette méthode est sa flexibilité. En effet, elle permet de modifier à volonté et *a posteriori* de la campagne d'essais, le nombre de phases étudiées, la largeur de bande sur laquelle la moyenne de phase est effectuée, et de définir des filtres passe-bande adaptés au cas d'étude.

6.3.2 Développement d'un algorithme d'analyse par moyenne de phase

Dans cette étude, le signal de référence retenu est le signal du capteur Validyne, c.-à-d. le signal de pression différentielle, ΔP, mesuré de part et d'autre de l'accroche-flamme (cf. section 5.3). Par

†. mesures optiques non connectées entre elles, ou utilisées à des dates différentes de la campagne d'essais

convention, la pression différentielle correspond à la différence de pression mesurée entre le haut et le bas de l'accroche-flamme ($\Delta P = P_{Haut} - P_{Bas}$). Ce signal est choisi car il correspond aux fluctuations de pression périodiques provoquées par le phénomène de détachement tourbillonnaire en conditions inertes. Si on suppose que ce phénomène pilote la dynamique de l'écoulement inerte, l'utilisation du signal de pression comme signal de référence est alors justifiée. Nous verrons plus tard que cette hypothèse est confirmée par les différentes mesures réalisées aux chapitres 7 et 8.

Désormais, nous allons décrire les différentes étapes du traitement conditionnel des mesures (PIV, PDI, imagerie rapide). La première étape consiste à retrancher au signal de référence sa valeur moyenne, afin de supprimer sa composante continue. Ensuite, suivant la technique de mesure utilisée un ré-échantillonnage peut être nécessaire. Pour les mesures PDI, le signal de pression est échantillonné à l'aide d'une carte spécifique implantée dans le boîtier électronique du dispositif. Dans ce cas, l'échantillonnage est déclenché par l'arrivée d'une goutte dans le volume de mesure, ce qui se traduit par une séquence de données à pas de temps variables (cf. figure 6.11(a)). Pour permettre une analyse fréquentielle, il est possible de reconstruire le signal de référence avec un pas de temps constant (cf. figure 6.11(b)). Le ré-échantillonnage est alors opéré par interpolation linéaire avec un pas de temps constant égal au plus petit intervalle de temps mesuré entre les gouttes consécutives de l'enregistrement. Pour les autres moyens de mesures (PIV et imagerie rapide), le signal de pression est directement échantillonné avec un pas de temps constant sur la carte de la chaîne d'acquisition, et aucun ré-échantillonnage n'est nécessaire.

L'étape suivante du traitement conditionnel consiste à appliquer une transformée de Fourier rapide au signal temporel de référence (cf. annexe ΔP = f(t), figure B.1). La fréquence principale de l'écoulement est alors obtenue en recherchant la valeur maximale de la densité spectrale de puissance ; dans notre configuration expérimentale, il s'agit de la fréquence associée aux allées de von Kármán. Afin d'obtenir un signal de référence exploitable, il est nécessaire d'éliminer toutes les autres fréquences du spectre. Dès lors, le choix d'un filtre de post-traitement s'impose. La donnée la plus importante étant la phase, il faut choisir un filtre n'introduisant aucun décalage temporel. Une autre spécificité attendue est d'avoir un filtre ayant un gain aussi constant que possible dans sa bande passante pour minimiser les pertes d'informations. Pour ces raisons, un filtre passe-bande Butterworth d'ordre 2 est préféré. Le filtre est centré sur la fréquence principale et limité à une bande de $\pm$ 5 % autour de celle-ci. Le but de ce traitement est d'obtenir un signal filtré où les passages à zéro sont plus faciles à déterminer (cf. figure 6.11(c)). Les passages à zéro, représentés par des points de couleur rouge sur la figure, sont obtenus, par convention, lors de la phase montante (passage du signe négatif au signe positif) par une interpolation linéaire du premier ordre. Ce sont ces passages à zéro qui définissent le temps zéro des cycles. L'intervalle entre deux de ces passages à zéro correspond à la période instantanée d'un cycle. Lorsqu'une mesure est effectuée, un signal TTL est enregistré via la carte d'acquisition. La détection du front montant permet d'associer chaque mesure à son temps d'apparition. Une comparaison entre le temps d'apparition et deux passages à zéro consécutifs, encadrant l'arrivée de cet événement, permet d'y associer une valeur de phase φ_0 comprise entre 0 et 360° (cf. figure 6.11(d)). Une fois ce

classement en phase réalisé, il est aisé de procéder à des traitements statistiques de type moyenne de phase, c.-à-d. tous les points de mesures appartenant à l'intervalle $\varphi_0 \pm \Delta\varphi$ sont moyennées (pixel à pixel pour des images) pour qu'il en résulte une seule valeur moyenne par phase (ou image moyenne de phase). Par conséquent, le paramètre $\Delta\varphi$ est essentiel car celui-ci pilote, d'une part, la précision d'attribution de phase et, d'autre part, le nombre d'images utiles pour effectuer des moyennes. Le choix du paramètre et la validation de l'algorithme sont présentés dans la suite.

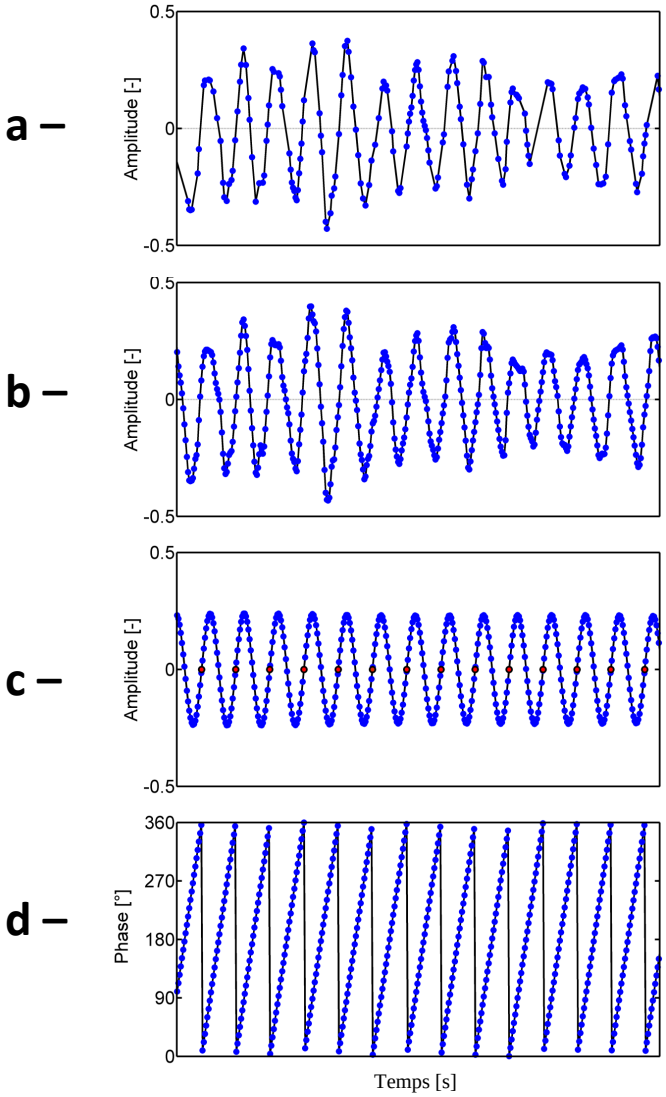


Figure 6.11 – Procédure de traitement du signal de référence pour conditionner en phase une mesure ou synchroniser, *a posteriori*, différentes mesures **(a)** : signal de référence brut à pas de temps variable **(b)** : signal de référence ré-échantillonné avec un pas de temps constant **(c)** : signal de référence filtré autour de la fréquence du phénomène. **(d)** : attribution de phase aux différents points de mesures (entre 0 et 360°)

6.3.3 Validation du traitement conditionnel

Afin de valider l'algorithme décrit précédemment, une étude de calibration a été réalisée. Le dispositif est constitué d'un disque tournant SR540 de Stanford Research Systems, d'une caméra rapide Phantom V341, d'un générateur de pulse Philips PM5715, ainsi que d'un système d'acquisition National Instruments PXI fonctionnant à 40 kHz (cf. figure 6.12). Le disque est mis en rotation, au moyen d'un moteur électrique et d'un système de contrôle permettant d'ajuster la fréquence de rotation. Ici, la fréquence a été choisie de manière à s'approcher de la fréquence de détachement tourbillonnaire mesurée dans le montage PROMÉTHÉE, aux *conditions de référence* (soit environ 33 Hz). La caméra rapide enregistre le mouvement de la roue à une cadence de 1 kHz. Cette fréquence d'acquisition permet ainsi de respecter le critère de Nyquist-Shannon.

Lorsque débute l'enregistrement, un front descendant « Ready » est envoyé sur la carte d'acquisition. À partir de cet instant, à chaque ouverture de caméra, un TTL est émis vers le générateur de pulse puis dirigé vers le système d'acquisition. Le générateur de pulse permet ici de contrôler la largeur des TTL afin d'assurer leur détection au moment de l'acquisition. Notons qu'il a été vérifié que le retard de traitement est négligeable vis-à-vis de la fréquence associée au système d'acquisition (retard inférieur à une microseconde).

En conclusion, ces tests préliminaires ont permis de valider l'ensemble de la mise en place de la procédure de traitement conditionnel et de retenir une précision de phase $\Delta\varphi$ comprise entre $\pm$ 4° et $\pm$ 6°, permettant ainsi d'obtenir un bon compromis entre le nombre d'échantillons par phase et la précision des moyennes de phase (quantifiable par le niveau de flou des images moyennées en phase de la roue).

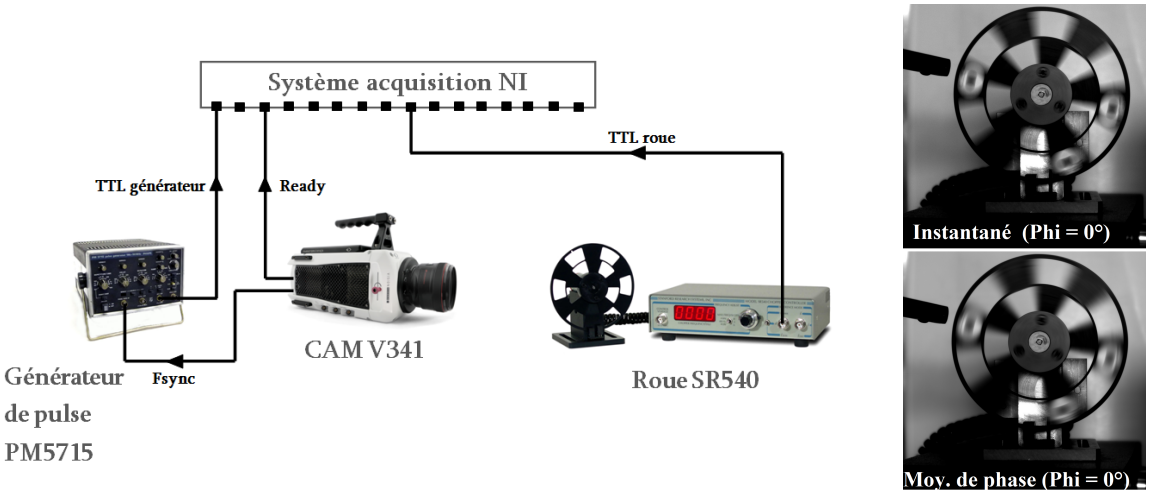


Figure 6.12 – **(a)** Schéma de principe pour la validation du traitement conditionnel **(b)** Deux clichés du disque tournant : instantané et moyenné en phase (50 images, $\Delta\varphi = \pm$ 6°)

6.4 Mise en place des mesures simultanées PLIF-OH/Mie

6.4.1 Intérêts

L'une des contributions majeures de cette thèse est l'observation conjointe des zones de réaction et du brouillard de gouttes. Cette observation a permis d'étudier la structure détaillée d'une flamme diphasique et de mettre en évidence, ou non, l'existence des régimes de combustion diphasique prévus par la théorie de la « combustion de groupe » (cf. section 4.3.3). Pour cela, un dispositif de mesures optiques avancées a été mis en place. Le choix s'est porté sur la combinaison de techniques de mesures planaires, afin d'exploiter la propriété bidimensionnelle de la configuration expérimentale PROMÉTHÉE. Ainsi, afin d'obtenir des vues en coupe instantanées de la combustion du brouillard de gouttes, des visualisations tomographiques portant sur la diffusion de Mie des gouttes et des mesures PLIF portant sur le radical OH ont été mises en œuvre de manière simultanée. Après post-traitement, la superposition de ces deux informations doit permettre d'exploiter visuellement la position relative du front de flamme par rapport aux gouttes de carburant.

6.4.2 Superposition spatiale des mesures

Le dispositif de mesures simultanées PLIF-OH/Mie est présenté en figure 6.13. Les mesures pour le radical OH sont réalisées en utilisant un laser pulsé Nd:YAG, ajusté à une longueur d'onde de 282,69 nm afin d'exciter la ligne Q1(5) de la bande (1,0) du système OH ($X^2\Pi$ - $A^2\Sigma^+$). Une fine tranche laser UV ($\leq$ 1 mm d'épaisseur) est générée dans le plan médian de la chambre de combustion depuis le hublot supérieur.

Concernant les visualisations de diffusion de Mie, les gouttes sont éclairées, dans le plan médian du foyer, à l'aide d'un laser pulsé Nd:YLF laser Quantronix Darwin (λ = 527 nm). Dans ce cas, la fine tranche laser ($\leq$ 1 mm d'épaisseur) est générée dans le plan médian du foyer, depuis le hublot inférieur. Les deux tranches laser sont superposées l'une sur l'autre, sur une distance de 100 mm.

La mesure du signal de fluorescence OH est réalisée grâce à une caméra ICCD intensifiée PI-MAX2 placée perpendiculairement au hublot latéral de la chambre. La caméra est équipée d'une filtre passe-bande centré autour de 311 nm $\pm$ 5 nm. Pour capturer le signal de Mie des gouttes, une caméra rapide Phantom V341 est positionnée juste à côté de la première. L'angle formé par les deux axes optiques des caméras est alors de 11° environ (cf. figure 6.13).

Une étape de calibration, réalisée à l'aide d'une mire LaVision, a permis de mettre en place une procédure de post-traitement automatique afin de corriger les images (suppression des déformations angulaires « dewarping » via le logiciel Davis) et sélectionner la zone de visualisation commune aux deux prises de vue (via le logiciel Visilog). Cette étape de calibration a permis, *in fine*, de superposer les images de PLIF-OH et de diffusion de Mie, avec une erreur maximale estimée à 57 µm. La zone de visualisation effective s'étend sur une surface réelle de 51,2 $\times$ 45,6 mm^2, correspondant à une image de résolution de 1 804 $\times$ 1 606 px^2.

Notons que l'analyse a été faite dans deux fenêtres de visualisations (A et B), présentant un taux de recouvrement d'environ 10 %. La première correspond à la partie haute du foyer, la seconde à la partie basse. Ce découpage permet de maximiser la définition des images dans la zone d'intérêt, jusqu'à une valeur de 35,2 px/mm. Ceci signifie que toutes les gouttes inférieures ou égales à 28 µm sont représentées sur un pixel, alors que celles de 100 µm, par exemple, sont visibles sur plus de trois pixels de l'image finale.

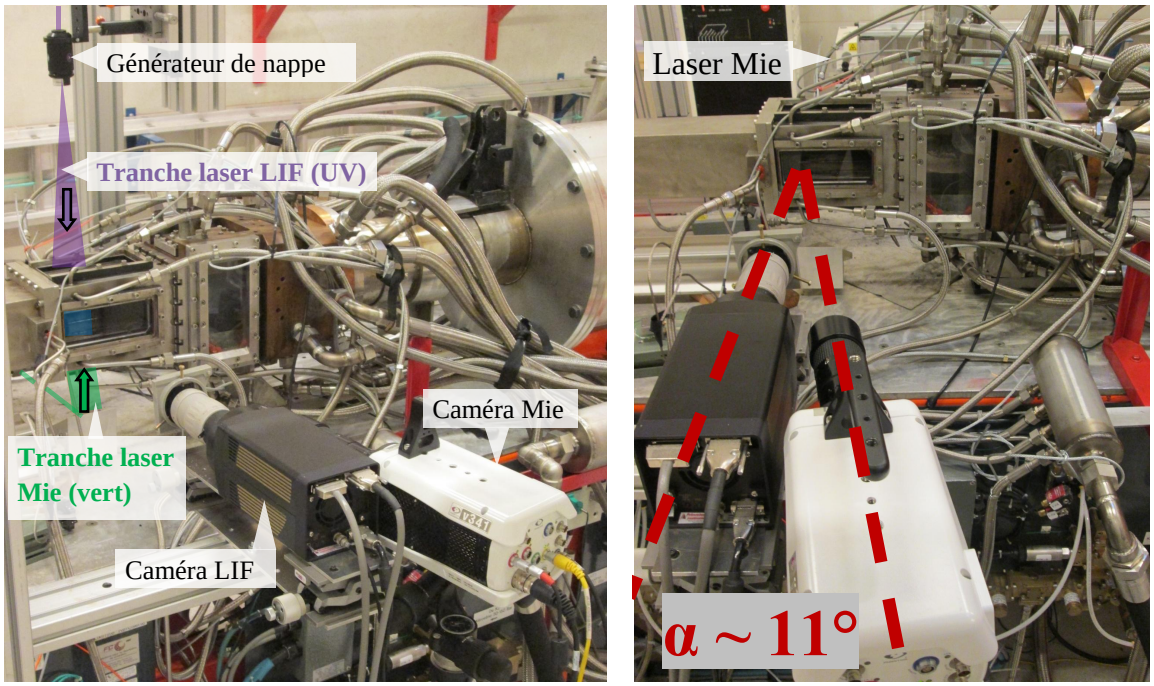


Figure 6.13 – Montage optique pour la détection simultanée de fluorescence du radical OH (traceur des zones de réaction) et de la diffusion de Mie des gouttes

6.4.3 Synchronisation temporelle des mesures

La principale difficulté de l'utilisation des deux moyens de mesures PLIF-OH et Mie, est la différence des fréquences d'acquisition mis en jeu. Le premier permet une acquisition maximale à 4 Hz, alors que le second est optimal à 1 kHz (maximum d'intensité du laser Quantronix). En conséquence, la mise en place d'un système de synchronisation temporelle a été nécessaire. Le système complet (appareils et connexions), ainsi que les chronogrammes associés sont illustrés en figure 6.14.

Ici, un ordinateur est utilisé pour le pilotage et le déclenchement du dispositif de mesures simultanées. Des conditionnements particuliers sont appliqués aux signaux électroniques des caméras avant d'être numérisés sur le système d'acquisition (40 kHz). Lorsque l'enregistrement est déclenché sur la caméra Phantom V341, celle-ci génère un front descendant « Ready ». À partir de cet instant, à chaque front descendant « TTL Mie » est associé un flash laser Quantronix et la capture d'une image

de diffusion de Mie (de manière périodique, toutes les 1 ms). De manière identique, à chaque front montant « TTL LIF » correspond l'impulsion du laser TDL+ (laser UV) et l'enregistrement d'une image de PLIF-OH (toutes les 250 ms).

Le système de synchronisation est réglé de manière à fournir périodiquement la correspondance d'un front descendant « TTL Mie » et d'une front montant « TTL LIF » (cf. chronogramme 6.14). À chaque fois, il en résulte un nouveau couple d'images PLIF-OH/Mie. Notons que sur l'ensemble du réseau, une gigue aléatoire (« jitter ») de 2 µs maximum peut exister au moment de la correspondance.

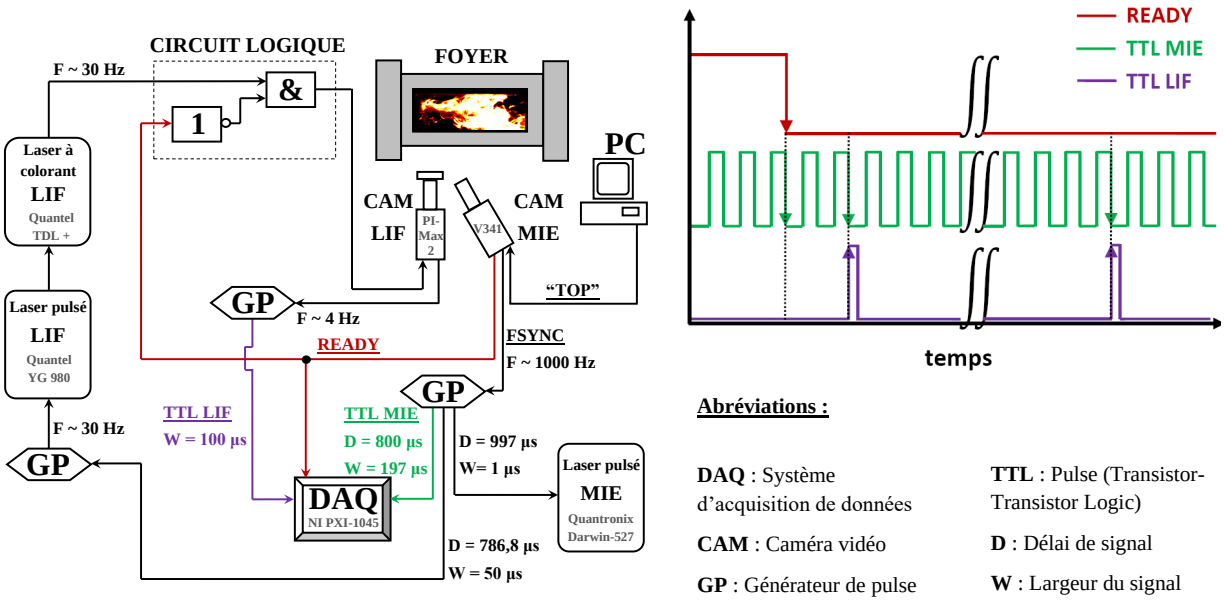


Figure 6.14 – Réglages et chronogramme du système de synchronisation des mesures PLIF-OH/Mie

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, on a présenté les différentes techniques de diagnostic optique et d'imagerie utilisées au cours de ce travail. Les techniques de mesures concernent à la fois la phase gazeuse et la phase liquide. Ce chapitre a également été l'occasion de présenter la mise au point des mesures conditionnées. Ces mesures consistent à utiliser le signal de pression différentielle au niveau de l'accroche-flamme afin de caractériser la dynamique périodique de l'écoulement, en réalisant des moyennes de phase. Par ailleurs, un dispositif permettant de réaliser des mesures simultanées PLIF-OH/Mie a été décrit. Ces mesures permettront de visualiser la structure complexe de la flamme diphasique, en superposant les zones de réaction et les gouttes sur des images instantanées du brouillard en conditions réactives.

Partie III : Identification des régimes de combustion par la caractérisation expérimentale de l'écoulement

Chapitre 7

Caractérisation de l'écoulement monophasique

Sommaire

7.1 Résultats des mesures PIV **113**
7.1.1 Conditions amont 113
7.1.2 Comportement moyen de la phase gazeuse 115
7.1.3 Comportement instationnaire de la phase gazeuse 118

Ce chapitre présente les résultats des mesures de vélocimétrie par images de particules à deux composantes (PIV 2C) obtenus sur la configuration PROMÉTHÉE (banc Débitmétrie). Le dispositif PIV et les différents réglages relatifs au traitement des données sont présentées en section 6.2. L'objectif ici est de caractériser la phase gazeuse dans le plenum et la chambre de combustion, pour les conditions dites *de référence* (température ambiante et sans injection de carburant, cf. tableau 5.2).

7.1 Résultats des mesures PIV

7.1.1 Conditions amont

Dans un premier temps, on souhaite caractériser les conditions d'écoulement dans le plenum. La zone d'intérêt est située 500 mm en amont de l'accroche-flamme, soit 10 fois sa hauteur. À cette abscisse, l'écoulement d'air n'est pas influencé par la présence de l'obstacle. Il convient de préciser que l'écoulement est pleinement développé dans cette région du plenum. En effet, les mesures montrent que le profil moyen de vitesse longitudinale $\mathrm{U}_{g,x}$ est invariant selon l'axe O_x :

$$\frac{\partial \mathrm{U}_{g,x}}{\partial x} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathrm{U}_{g,x} = \mathrm{U}_{g,x}(y) \tag{7.1}$$

Le profil moyen de vitesse longitudinale, présenté en figure 7.1, a été obtenu à partir d'un lot de 1 000 couples d'images PIV acquises à une cadence d'acquisition de 2,5 Hz.

D'un point de vue qualitatif, le profil de vitesse est particulièrement plat. Cette forme est très différente des profils de canal obtenus en régime d'écoulement laminaire, lesquels s'organisent selon un champ de vitesse parabolique (écoulement de Poiseuille) [113]. Au contraire, les profils plats sont généralement caractéristiques d'un régime turbulent, où les effets de mélange sont prédominants par rapport aux effets liés à la viscosité. Remarquons que la valeur du nombre de Reynolds hydraulique Re_H, basé sur la hauteur de la veine, accrédite cette hypothèse. En effet, Re_H est égal à 48 000, alors que la transition de régime laminaire/turbulent dans un canal s'opère à un nombre Reynolds d'environ 4 000 d'après Raikar et al. (2012) [138]. Dans ces conditions, il est possible d'approcher le profil empirique turbulent à l'aide d'une loi de puissance en « $1/n$ » :

$$\begin{cases} \mathrm{U}_{g,x} = \mathrm{U}_{g,x}^{Max} \left(\dfrac{2y}{D_H} \right)^{1/n} & Y \in \left[0; \dfrac{D_H}{2} \right] \\ \mathrm{U}_{g,x} = \mathrm{U}_{g,x}^{Max} \left(\dfrac{2\left(D_H - y\right)}{D_H} \right)^{1/n} & Y \in \left[\dfrac{D_H}{2}; D_H \right] \end{cases} \tag{7.2}$$

où D_H est le diamètre hydraulique (hauteur de la veine) et n est une constante. En pratique, on utilise une puissance n égale à 7 ; c'est la loi dite du « $1/7^{ème}$ » [56]. Toutefois, il faut préciser que cette valeur n n'est pas universelle, puisqu'elle dépend à la fois du nombre de Reynolds hydraulique et des caractéristiques de la grille de turbulence placée juste en amont des mesures. Comme le montre la figure 7.1, le profil de vitesse peut être convenablement approché avec $n = 11$ ou 15.

Le rôle du plenum étant de conditionner le flux d'air avant la chambre de combustion, il est également intéressant de quantifier le niveau de turbulence qui y règne. Pour ce faire, on introduit l'expression du taux de turbulence (« turbulence intensity »), selon la direction privilégiée de l'écoulement :

$$TI = \frac{u_{g,x}^{RMS}}{\mathrm{U}_{g,x}^{\infty}} \tag{7.3}$$

où $\mathrm{U}_{g,x}^{\infty}$ est la vitesse débitante moyenne et $u_{g,x}^{RMS}$ la vitesse fluctuante définie comme l'écart-type de la vitesse (« root-mean-square ») :

$$u_{g,x}^{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N}\left(\sum_{k=1}^{N} [u_{g,x}^2]_k \right) - U_{g,x}^2} \tag{7.4}$$

Le taux de turbulence est estimé à 4,5 %, sur l'axe du plenum. Il s'agit donc d'une turbulence dite « moyenne ».

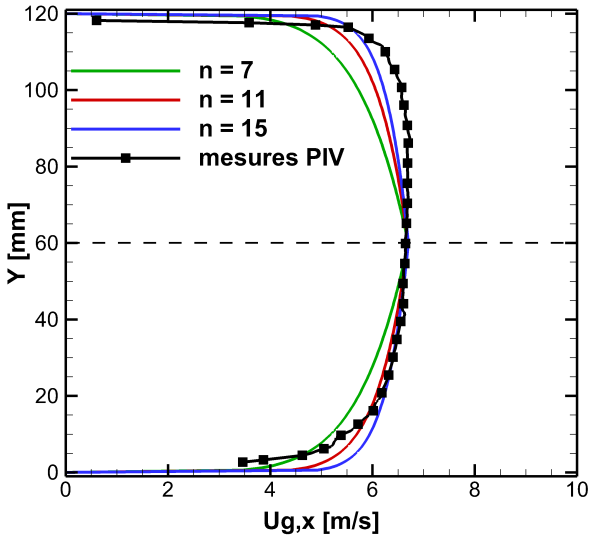


Figure 7.1 – Profil moyen de vitesse longitudinale dans le plenum, obtenu par mesures PIV - X = -500 mm - Approximation par une loi de puissance en « $1/n$ » - *Conditions de référence*

7.1.2 Comportement moyen de la phase gazeuse

On s'intéresse désormais à la caractérisation de l'écoulement moyen dans la chambre de combustion, en aval de l'accroche-flamme. Deux plans de mesures de largeur 100 mm sont étudiés. Les plans ont un taux de recouvrement de plus de 15 % pour permettre une superposition des champs lors du post-traitement.

La figure 7.2 illustre le champ moyen de vitesse longitudinale obtenu à partir d'un lot de 1 880 couples d'images PIV, lesquelles sont enregistrées à une cadence de 2,5 Hz. À partir de ce champ, on distingue deux zones (proche et lointaine). Dans la zone proche du culot, une survitesse locale peut être observée de part et d'autre de l'axe de l'écoulement, dans le prolongement des frontières de l'obstacle. L'accélération de l'écoulement est provoquée par un effet de confinement entre les parois supérieures et inférieures de l'obstacle et celles de la chambre de combustion (réduction de la section de passage). Dans la région située juste en aval de l'obstacle, une zone de vitesse déficitaire, qui est la trace du sillage de l'obstacle, est clairement visible. Au-delà de l'abscisse X = 120 mm, l'écoulement retrouve la forme typique d'un profil de vitesse moyenne de couche de mélange. Les lignes de courant montrent l'existence d'une paire de tourbillons contra-rotatifs dans le sillage de l'accroche-flamme. Cette région est caractérisée par des vitesses longitudinales négatives et correspond donc à la zone de recirculation centrale de l'obstacle, dont l'extension est d'environ 45 mm.

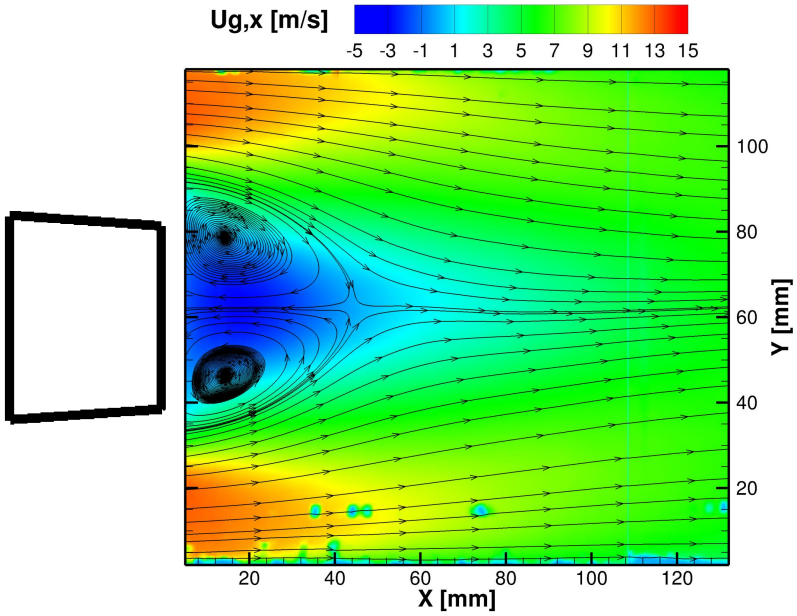


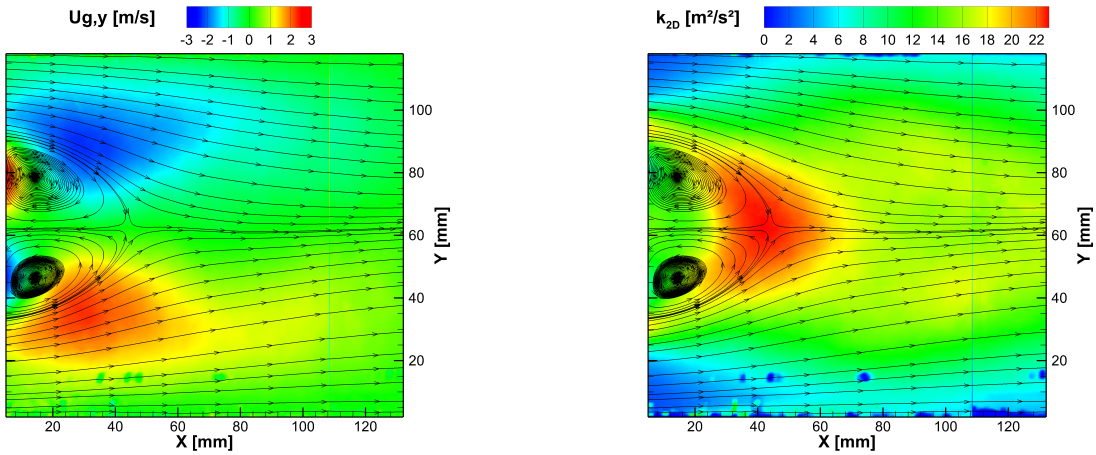
Figure 7.2 – Champ moyen de vitesse longitudinale dans la chambre de combustion, obtenu par mesures PIV en aval de l'accroche-flamme - *Conditions de référence*

La figure 7.3(a) montre le champ moyen de vitesse transversale de la phase gazeuse. Ce champ révèle deux zones de survitesse de part et d'autre du bulbe de recirculation. Le phénomène étant symétrique, celui-ci favorise l'homogénéisation de l'écoulement, en moyenne. En aval de l'obstacle, les lignes de courant se redressent progressivement et, à partir 130 mm, celles-ci deviennent quasiment parallèles.

L'énergie cinétique de la turbulence caractérise l'intensité d'un mélange turbulent. Ce terme est calculé à partir des vitesses fluctuantes (RMS), soit en 2D :

$$k_{2D} = \frac{1}{2} \cdot \left((u_{g,x}^{RMS})^2 + (u_{g,y}^{RMS})^2 \right) \tag{7.5}$$

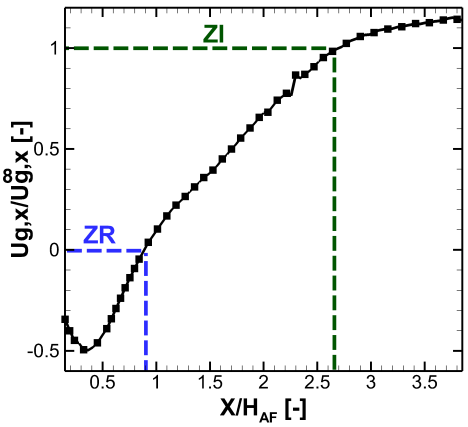
La figure 7.3(b) présente le champ moyen de l'énergie cinétique turbulente en aval de l'accroche-flamme. On observe que la région située à l'extrémité du bulbe de reciculation est soumise à des fluctuations de vitesses relativement importantes. En effet, le rapport sans dimension $k_{2D}/(\mathrm{U}_{g,x}^{\infty})^2$ atteint un niveau maximal de fluctuation égale à 0,7, à une abscisse équivalente à $0{,}8{\cdot}\mathrm{H}_{AF}$ (80 % la taille de l'obstacle). En comparaison, ce niveau maximal est deux fois plus grand que celui mesuré par Franke et al. (1991) [67], la principale différence étant le non-confinement de leur écoulement. Notons pour finir que la position du maximum d'intensité turbulente est en adéquation avec les résultats disponibles dans la littérature [67, 30].



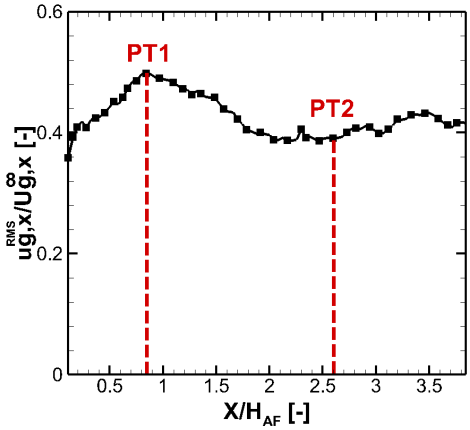
(a) Vitesse transversale moyenne $U_{g,y}$ [m/s] **(b)** Énergie cinétique turbulente k_{2D} [m^2/s^2]

Figure 7.3 – Champs moyens de vitesse transversale et d'énergie cinétique turbulente, obtenus par mesures PIV - *Conditions de référence*

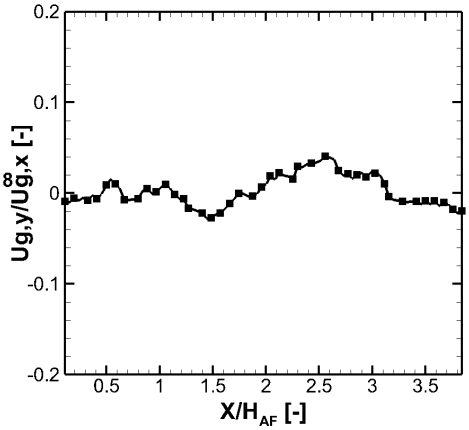
Sur la figure 7.4, on a extrait les profils de vitesse moyenne et fluctuante le long de l'axe médian de la chambre (Y = 60 mm). Les vitesses sont normalisées par la vitesse débitante $U^{\infty}_{g,x}$ et l'abscisse est normalisée par la hauteur de l'obstacle H_{AF}. La figure 7.4(a) révèle que la zone de recirculation centrale moyenne (notée ZR) a une longueur égale à 0,9·H_{AF}, soit 45 mm. À titre de comparaison, les longueurs de recirculation des obstacles de section carrée sont généralement comprises entre [0,5 ; 1,5]·H_{AF} [30, 89, 167]. Sur la figure 7.4(a), on définit la zone d'influence (ZI) comme la région de l'écoulement dans laquelle l'effet de sillage est ressenti. Cette zone prend fin lorsque la vitesse moyenne sur l'axe atteint la vitesse débitante de l'écoulement, soit approximativement 135 mm en aval (2,7·H_{AF}). Il est notable qu'au-delà de cette abscisse, la vitesse sur l'axe dépasse la vitesse débitante d'environ 10 %. Il s'agit vraisemblablement d'un effet de rétrécissement de la section dû au développement des couches limites sur les parois de la chambre. La figure 7.4(b) suggère que le mouvement de recirculation est accompagné de perturbations longitudinales de vitesse car les niveaux de turbulence sont légèrement rehaussées au point PT_1 (premier point de transit des tourbillons sur l'axe). La figure 7.4(c) indique, d'une part, que la vitesse transversale moyenne est quasiment constante le long de l'axe et, d'autre part, qu'elle est globalement centrée autour de zéro. Par juxtaposition, les niveaux de fluctuations en figure 7.4(d) mettent en évidence le caractère instationnaire de la composante de vitesse transversale. On distingue plus particulièrement deux zones, PT_1 et PT_2, dans lesquelles les niveaux de turbulence sont sensiblement augmentés. À ce stade, on peut penser que les fluctuations transversales sont provoquées par le passage des structures tourbillonnaires et que les points PT_1 (X/H_{AF} = 0,85) et PT_2 (X/H_{AF} = 2,6) correspondent aux zones de transit des tourbillons sur l'axe.



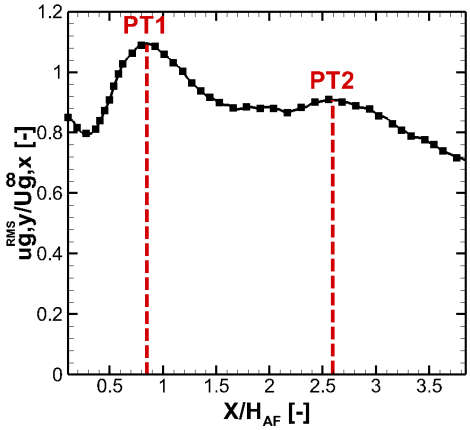
(a) Évolution de la vitesse longitudinale moyenne $U_{g,x}$



(b) Évolution de la vitesse longitudinale fluctuante $u_{g,x}^{RMS}$



(c) Évolution de la vitesse transversale moyenne $U_{g,y}$



(d) Évolution de la vitesse transversale fluctuante $u_{g,y}^{RMS}$

Figure 7.4 – Profils moyens de vitesse le long de l'axe médian de la chambre de combustion (Y = 60 mm), obtenus par mesures PIV - ZR : « zone de recirculation », ZI : « zone d'influence » , PT_1 & PT_2 : « points de transit des tourbillons » sur l'axe médian du foyer (Y = 60 mm) - *Conditions de référence*

7.1.3 Comportement instationnaire de la phase gazeuse

Les mesures précédentes ont montré que les niveaux de fluctuations de vitesse étaient importants dans le sillage de l'accroche-flamme. L'objectif ici est de confirmer que le phénomène de lâcher tourbillonnaire est, en grande partie, à l'origine de ces fluctuations.

7.1.3.1 Traitement conditionnel des mesures PIV

Tout d'abord, il faut rappeler que le dispositif PIV utilisé dans cette étude ne permet pas d'effectuer des mesures résolues en temps, c.-à-d. des mesures dont la fréquence d'acquisition est au moins deux fois supérieure à la fréquence du phénomène étudié. En fait, la cadence d'acquisition des mesures PIV est techniquement limitée à 2,5 Hz, alors que la fréquence associée au détachement tourbillonnaire est centrée autour de 33 Hz (*conditions de référence*). Dans ces conditions, les données PIV sont décorrélées les unes des autres.

Il est toutefois possible de s'affranchir de cette limitation en effectuant un traitement conditionnel des mesures. L'idée du traitement conditionnel repose sur l'utilisation d'un signal de référence enregistré en parallèle des mesures PIV. Ici, on utilise le signal des fluctuations de pression différentielle, ΔP, mesuré au niveau de l'accroche-flamme. Ce signal de référence a la particularité d'être la signature du phénomène de détachement tourbillonnaire et d'être pratiquement périodique. Cette dernière propriété permet, en particulier, d'effectuer un rangement des données en utilisant la période du phénomène comme base temporelle. En clair, à partir d'un tel traitement, il est possible de reconstituer une séquence chronologique des mesures PIV et de leur attribuer une phase (comprise entre 0 et 360°).

Rappelons que les mesures PIV permettent d'évaluer les champs de vitesses instantanés $u(x_i, t)$. De fait, en utilisant une décomposition triple de la vitesse instantanée, on obtient la formulation suivante :

$$u(x_i, t) = \mathrm{U}(x_i) + \tilde{u}(x_i, \varphi(t)) + u''(x_i, t) \tag{7.6}$$

où U est la vitesse moyenne temporelle (composante continue), $\tilde{u}$ la partie des fluctuations cohérentes de vitesse (composante périodique) et u'' la partie des fluctuations stochastiques de vitesse (composante aléatoire) [142, 104].

L'opérateur de moyenne de phase $< . >$ consiste à moyenner les données de mesures appartenant à la même phase φ. Il permet en outre de filtrer la composante aléatoire de la vitesse instantanée :

$$< u > (x_i, \varphi(t)) = \mathrm{U}(x_i) + \tilde{u}(x_i, \varphi(t)) \tag{7.7}$$

En pratique, on moyenne les données par fenêtres de phase (« phase bin averaging »), selon une moyenne arithmétique. Dès lors, toutes les données de mesures appartenant à l'intervalle B, délimité par $\varphi_0 \pm \Delta\varphi$, sont associées à la phase φ_0 :

$$< u > (x_i, \varphi_0) = \underset{\varphi \in B}{moyenne}\{u(x_i, t)\} \tag{7.8}$$

Évidemment cette technique est d'autant plus précise que $\Delta\varphi$ est petit. Baj et al. (2015) [14] ont montré qu'une valeur importante $\Delta\varphi$ provoque une sur-estimation de la composante fluctuante (u'') et, à l'inverse, une sous-estimation de la composante périodique $\tilde{u}$. Toutefois, la largeur de fenêtre de phase doit être calibrée de manière à obtenir des tailles d'échantillons suffisantes pour réaliser des moyennes statistiquement convergées.

7.1.3.2 Champs de vecteurs moyennés en phase

Les séquences d'images, exposées en figures 7.5 et 7.6, représentent l'évolution des champs de vecteurs au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. Une étude paramétrique, réalisée par Vicentini et al. [174], a permis de retenir une précision $\Delta\varphi = \pm\ 4°$ et de vérifier que les moyennes de phases sont statistiquement convergées à partir de 200 images par phase. En conséquence, près de 11 000 images par plan de mesures ont été nécessaires, soit près de 2,5 heures d'acquisition au total, pour obtenir ces champs.

Sur la figure 7.5, le champ de vitesse longitudinale $< u_{g,x} >$ permet de mettre en évidence l'oscillation de la zone de recirculation au cours du cycle. À partir de cette séquence, on remarque que l'inclinaison et la longueur de la zone de recirculation varient au cours du battement. Dès lors, pour quantifier cette évolution, on procède à un traitement de suivi de la zone de recirculation. Ce traitement consiste à repérer, en chaque phase du cycle de détachement tourbillonnaire, le point *extremum* de la zone de recirculation, laquelle est caractérisée par des vitesses négatives. Grâce à ce traitement, il est ainsi possible d'extraire la longueur de la zone de recirculation, définie comme la distance entre le milieu du culot et le point *extremum*, ainsi que son inclinaison (angle formé entre le point *extremum* et l'axe médian de la chambre). La figure 7.7 regroupe ces deux informations. Premièrement, les résultats montrent que l'inclinaison de la zone de recirculation oscille entre $\pm\ 16°$ au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. Deuxièmement, on observe que la longueur de recirculation moyennée en phase, $< L_{ZR} >$, fluctue entre 35 et 75 mm au cours du cycle. Il est notable que la longueur moyenne de recirculation, obtenue par la méthode de suivi, est supérieure à la longueur moyenne mesurée sur l'axe médian de la chambre.

Pour identifier les structures tourbillonnaires à grandes échelles, on utilise le critère de vorticité Γ_2, développé par Graftieaux et al. (2001) [77]. Ce critère est particulièrement bien adapté pour les écoulements 2D incompressibles. La méthode est basée sur le calcul d'une fonction indicatrice qui prend en compte la topologie du champ de vitesse (les lignes de courants) [91]. Ceci permet d'éviter les problèmes liés à la détection des structures cohérentes à faible vitesse qui pénalise les autres méthodes. Le critère s'écrit :

$$\begin{aligned} \Gamma_2(P) &= \frac{1}{S}\int_{M\in S} \frac{\vec{\boldsymbol{PM}} \wedge (\vec{\boldsymbol{u_M}} - \vec{\boldsymbol{u_C}})}{\|\vec{\boldsymbol{PM}}\| \cdot \|\vec{\boldsymbol{u_M}}\|} \cdot \vec{\boldsymbol{e_z}} \cdot dS \\ \text{avec } \vec{\boldsymbol{u_C}} &= \frac{1}{S}\int_{M\in S} \vec{\boldsymbol{u_g}} \cdot \mathrm{d}S \end{aligned} \tag{7.9}$$

où $\vec{\boldsymbol{u_C}}$ désigne la vitesse locale de convection autour du point P. Le vecteur normal au plan de mesure est noté $\vec{\boldsymbol{e_z}}$. Le terme S correspond à l'aire d'un domaine centré en P et M l'ensemble des points contenus dans S.

La figure 7.6 présente les champs de vorticité du critère Γ_2 moyennées en phase. Les structures tourbillonnaires sont colorées en fonction du signe de vorticité, à savoir en bleu pour le sens horaire et en rouge pour le sens trigonométrique. Conformément aux prédictions, la figure met en évidence des

tourbillons contrarotatifs générés de manière périodique en aval de l'accroche-flamme. En se basant sur ces images, on peut estimer, en première approche, que la taille caractéristique des tourbillons correspond à la moitié de la hauteur de chambre, soit 60 mm.

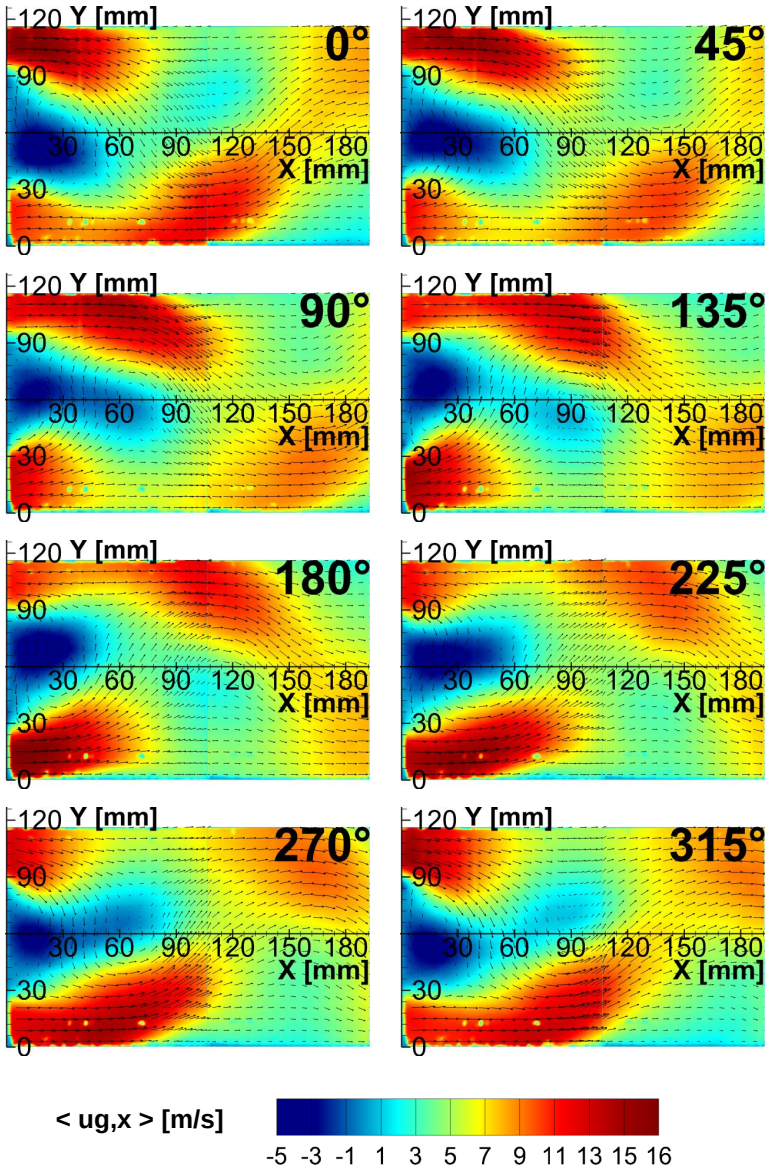


Figure 7.5 – Séquences des champs de vitesses longitudinales du gaz au cours du cycle de détachement tourbillonnaire - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - Conditionnement des mesures PIV par le signal de pression différentielle du capteur Validyne - $\Delta\varphi = \pm\ 4°$, 240 images par phase - *Conditions de référence*

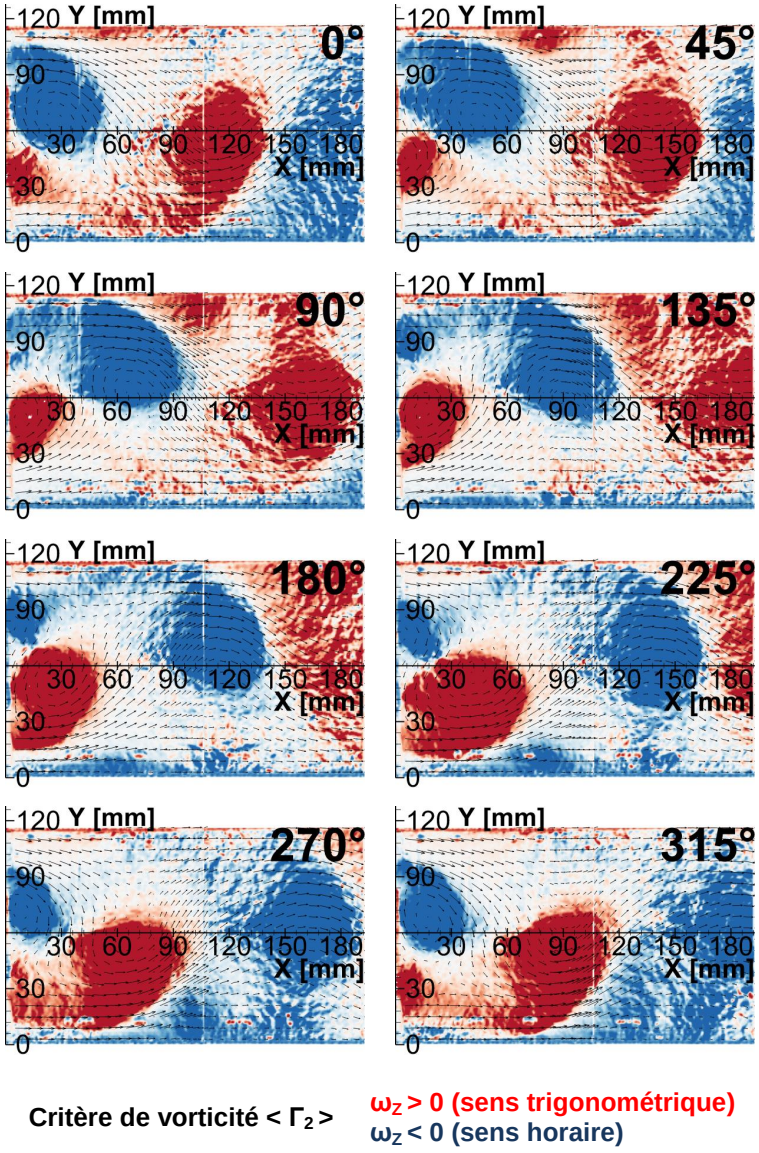


Figure 7.6 – Séquences des champs de critère $< \Gamma_2 >$ moyennés en phase au cours du cycle de détachement tourbillonnaire - Conditionnement des mesures PIV par le signal de pression différentielle du capteur Validyne - $\Delta\varphi = \pm\ 4°$, 240 images par phase - *Conditions de référence*

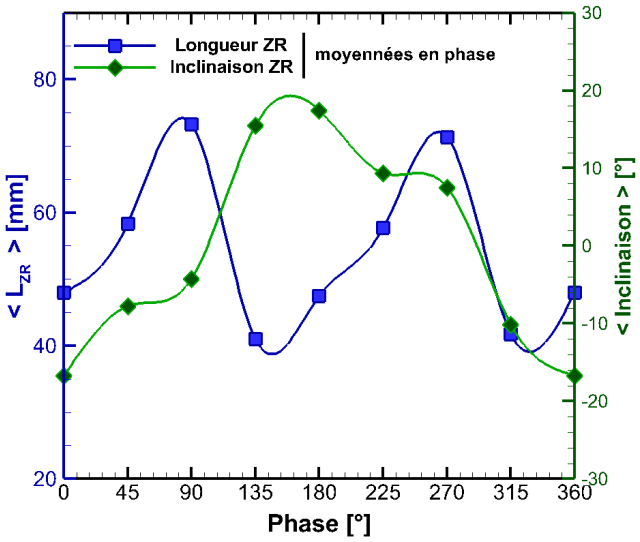


Figure 7.7 – Évolution de la longueur (■) et de l'inclinaison (♦) de la zone de recirculation au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, obtenues par méthode de suivi, c.-à-d. recherche du point *extremum* de la zone de recirculation - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - *Conditions de référence*

7.1.3.3 Dynamique des tourbillons

En procédant à un traitement d'images sur la figure 7.6, le développement des structures tourbillonnaires se produit en trois étapes. Le première étape est à une phase de « dilatation » ; on constate une augmentation de la taille des tourbillons. Le second temps correspond à une phase d'« accélération » ; il y a augmentation progressive de la vitesse de convection des tourbillons (en suivant leur barycentre). Le dernier temps consiste en une phase de « stabilisation » ; la vitesse des tourbillons atteint une vitesse constante.

Ce processus dynamique a également été mis en évidence expérimentalement, pour différentes géométries d'obstacle, par Pankanin et al. (2009) [129]. Les auteurs ont notamment révélé l'existence d'une zone de « stagnation » (ou de faible mouvement) des tourbillons dans le sillage des obstacles. Lorsque les tourbillons sont évacués de cette région, ils sont accélérés, puis atteignent une vitesse stable, relativement proche de la vitesse débitante moyenne de l'écoulement.

Afin de déterminer la dynamique des structures cohérentes, on utilise les signaux de vitesse longitudinale, moyennée en phase, au niveau des capteurs $J_1(53\,;100)$ et $K_1(90\,;100)$. La vitesse moyenne de convection des tourbillons peut être exprimée par la relation suivante :

$$U_{T,x} = 2\pi f_T \left| \frac{\Delta X}{\Delta \phi} \right| \tag{7.10}$$

où ΔX est la distance qui sépare les deux capteurs, $\Delta\phi$ le déphasage temporel entre les deux signaux (exprimé en radians) et f_T la fréquence moyenne du détachement tourbillonnaire.

La figure 7.8, indique qu'il existe un déphasage temporel moyen d'environ 70° entre les deux signaux. Il s'ensuit une vitesse de convection d'environ 6,4 m/s. Il est intéressant de remarquer que cette vitesse est légèrement supérieure à la vitesse débitante de l'écoulement ($U^{\infty}_{g,x}$ = 5,8 m/s).

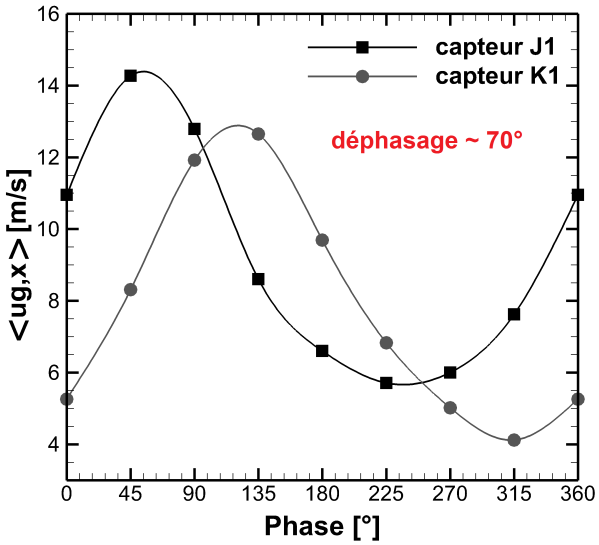


Figure 7.8 – Évolution des vitesses longitudinales de la phase gazeuse (données PIV), au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au niveau des capteurs $J_1(53\,;100)_{X;Y[mm]}$ et $K_1(90\,;100)_{X;Y[mm]}$ - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - *Conditions de référence*

Conclusions sur ce chapitre

Ce chapitre regroupe l'ensemble des résultats des mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) obtenus sur l'écoulement monophasique inerte du montage PROMÉTHÉE, au *point de référence*. Dans le plenum, les résultats ont montré que l'écoulement d'air est pleinement développé et turbulent. Le profil moyen de vitesse longitudinale (cf. figure 7.1) ainsi que les profils d'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique (cf. annexe, figure G.1) pourront servir de conditions aux limites pour des simulations numériques. La caractérisation de l'écoulement moyen dans la chambre de combustion a montré la présence d'une zone de recirculation dans le sillage de l'accroche-flamme. Les mesures PIV conditionnées par le signal de pression différentiel ΔP ont mis en évidence le caractère fortement instationnaire de l'écoulement gazeux. En outre, un phénomène de détachement tourbillonnaire périodique et auto-entretenu (allées de von Kármán) a été observé. Dans le chapitre suivant, on présente les résultats des mesures portant sur l'écoulement diphasique (avec injection de carburant), au *point de fonctionnement nominal*, en conditions non-réactives.

Chapitre 8

Caractérisation de l'écoulement diphasique inerte

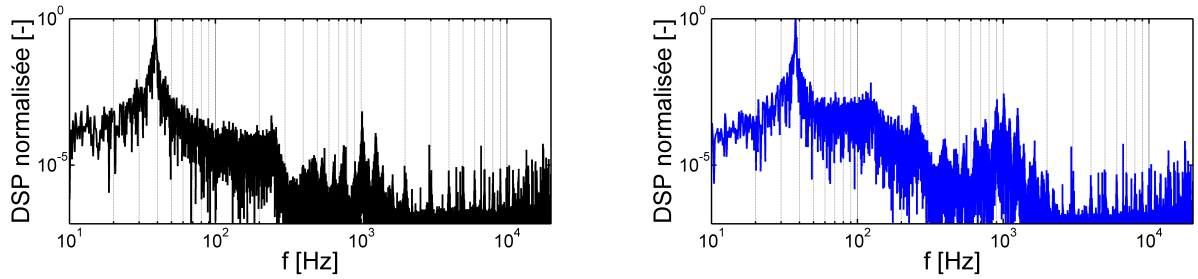
Sommaire

8.1 Analyse spectrale du signal de pression **126**
8.2 Visualisations tomographiques du spray **127**
8.2.1 Images instantanées 127
8.2.2 Visualisations en moyenne de phase 128
8.3 Résultats des mesures PDI **131**
8.3.1 Comportement moyen de la phase dispersée 131
8.3.2 Comportement instationnaire de la phase dispersée 135

Ce chapitre présente l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus lors de la phase de carburation du montage PROMÉTHÉE (banc LACOM), au *point de fonctionnement nominal*. Cette phase consiste en l'injection de carburant liquide dans la chambre de combustion, en conditions inertes (non-réactives). Dans un premier temps, on s'intéresse au signal de pression différentielle ΔP, mesuré au niveau de l'accroche-flamme. On compare les résultats avec et sans injection de carburant pour étudier l'influence du chargement massique en gouttes sur le phénomène de lâcher tourbillonnaire. Dans un second temps, on présente des visualisations topographiques haute cadence du brouillard afin d'étudier sa dynamique au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. Enfin, les résultats des mesures PDI font l'objet d'une analyse approfondie. À noter que le matériel utilisé pour les mesures est décrit dans le chapitre 6. Par ailleurs, on fera souvent référence à des points de mesures (ou capteurs) qui sont présentés en figure 6.2.

8.1 Analyse spectrale du signal de pression

Une analyse spectrale du signal de pression différentielle enregistré au niveau de l'accroche-flamme est menée aux conditions *nominales de fonctionnement*. Afin de mesurer l'influence du chargement en gouttes sur la phase gazeuse, on distingue l'écoulement monophasique, d'une part (sans injection de carburant) et l'écoulement diphasique, d'autre part (phase de carburation). Pour chaque écoulement, le signal de pression est échantillonné à une fréquence de 40 kHz sur le système d'acquisition du banc LACOM, pendant une durée de 5 secondes. En appliquant une transformation de Fourier rapide au signal temporel de pression, il est possible d'extraire la distribution de puissance du signal dans le domaine fréquentiel. La figure 8.1 illustre les densités spectrales de puissance, normalisées par l'amplitude maximale de la transformée de Fourier au carré, dans les deux situations.



(a) Écoulement monophasique **(b)** Écoulement diphasique

Figure 8.1 – Densités spectrales de puissance obtenues à partir des signaux temporels de pression ΔP (cf. annexe, figures B.2 et B.3)- Repère log-log - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

En comparant les deux spectres on observe une allure générale identique. En particulier, un pic de fréquence resserré autour de 38 Hz est mis en évidence. Or, nous avons montré précédemment que ce pic de puissance correspond à la signature du phénomène de détachement tourbillonnaire. Ce résultat montre donc que l'écoulement conserve sa dynamique et son caractère fortement périodique au cours de la phase de carburation. De plus, les mesures révèlent que les niveaux de fluctuations de pression associés au phénomène sont identiques dans les deux types d'écoulements. En conséquence, ni la cohérence, ni l'énergie cinétique des allées de von Kármán ne sont altérées par la présence du brouillard.

Pour comprendre ce résultat, on définit le paramètre de chargement en masse liquide $\mathcal{M}_l$, comme le ratio du débit total de carburant liquide qui sort de l'injecteur, sur le débit total d'air injecté dans la chambre :

$$\mathcal{M}_l = \frac{\dot{m_{carb}}}{\dot{m_{air}} + \dot{m_{carb}}} \tag{8.1}$$

Ce nombre adimensionnel permet de quantifier le niveau de couplage (« two-way coupling ») entre la phase gazeuse et la phase dispersée. Ainsi, lorsque $\mathcal{M}_l$ tend vers zéro, le couplage devient exclusivement

unilatéral, c.-à-d. que la phase dispersée n'a pas d'influence sur l'écoulement porteur [35]. Au *point de fonctionnement nominal*, le chargement en masse de gouttes est relativement faible, puisqu'il est égal à $1{,}5 \cdot 10^{-2}$. Park et al. (1996) [130] ont montré que l'influence de la phase dispersée sur la dynamique des structures tourbillonnaires à grandes échelles était négligeable pour des valeurs de $\mathcal{M}_l$ inférieures à 0,5. Nos résultats sont donc en adéquation avec leurs observations, dans la mesure où les fréquences en écoulement monophasique et diphasique sont identiques.

Sur la figure 8.1, il apparaît toutefois quelques différences entre les deux spectres présentés. Par exemple, pour des fréquences supérieures à 70 Hz, les niveaux de puissance sont rehaussés dans le cas de l'écoulement diphasique, alors que le niveau absolu de la fréquence principale n'est pas atténué. En terme de traitement du signal, il en résulte un rapport signal/bruit plus faible. Physiquement, il s'agit d'une modification du spectre d'énergie turbulente de la phase gazeuse. Deux causes possibles sont alors envisagées :

1. des perturbations acoustiques provoquées le mécanisme d'atomisation de l'injecteur ;
2. une modulation de la turbulence causée par la charge massique locale en gouttes.

8.2 Visualisations tomographiques du spray

8.2.1 Images instantanées

L'analyse spectrale du signal de pression a permis de montrer que le caractère cohérent de l'écoulement porteur est conservé au cours de la phase de carburation. Dans cette section, on souhaite mettre en évidence l'action de la phase gazeuse sur la phase dispersée par des visualisations directes de l'écoulement. La technique d'imagerie rapide par tomographie laser permet d'observer l'évolution de la répartition spatiale de gouttes dans la chambre de combustion à travers les hublots latéraux.

Pour cette étude, la caméra rapide Phantom V341 est utilisée avec une résolution de $2\,256 \times 1\,440$ px^2. Après étalonnage sur une mire, il en résulte une définition d'image égale à 46 µm/px. La caméra est synchronisée sur le signal de la pulsation du laser Quantronix Darwin-527 (1 kHz), ce qui permet d'éclairer les gouttes au moment précis de la capture d'image. Les flashs laser ont une durée de l'ordre de 200 ns et le temps d'exposition de la caméra est réglé à 10 µs.

Les figures 8.2 et 8.3 présentent quelques images tomographiques instantanées obtenues dans le plan médian de la chambre. À noter que les gouttes ont été artificiellement dilatées lors du post-traitement pour être bien visibles.

L'observation de ces images révèle le caractère fortement instationnaire de la phase dispersée. Les traits rouges permettent de délimiter les zones de forte concentration en gouttes et de suivre leur progression au cours du temps. Il est intéressant de remarquer que la forme et la taille de ces zones s'apparentent à celles des structures tourbillonnaires (cf. figure 7.6).

À partir des séquences d'images instantanées, on réalise une analyse spectrale sur la luminance des gouttes dans différentes zones des visualisations. L'application d'une transformée de Fourier sur

ces signaux de luminance montre que le balayage des gouttes entre le haut et le bas de la chambre est périodique. De plus, la fréquence prédominante obtenue correspond exactement à la fréquence de détachement tourbillonnaire, soit 38 Hz. À ce stade, on peut penser que le mouvement des gouttes est piloté par le phénomène de détachement tourbillonnaire.

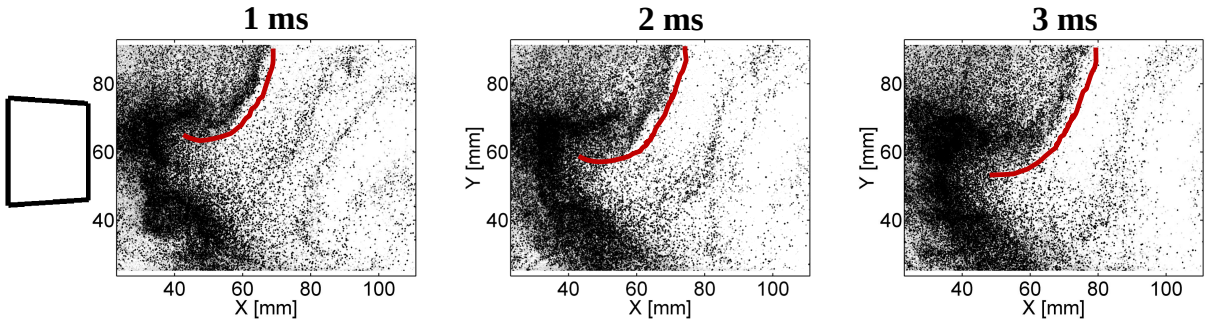


Figure 8.2 – Visualisations tomographiques instantanées du brouillard mettant en évidence la progression d'un tourbillon en partie supérieure de la chambre - En rouge : front de gouttes - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

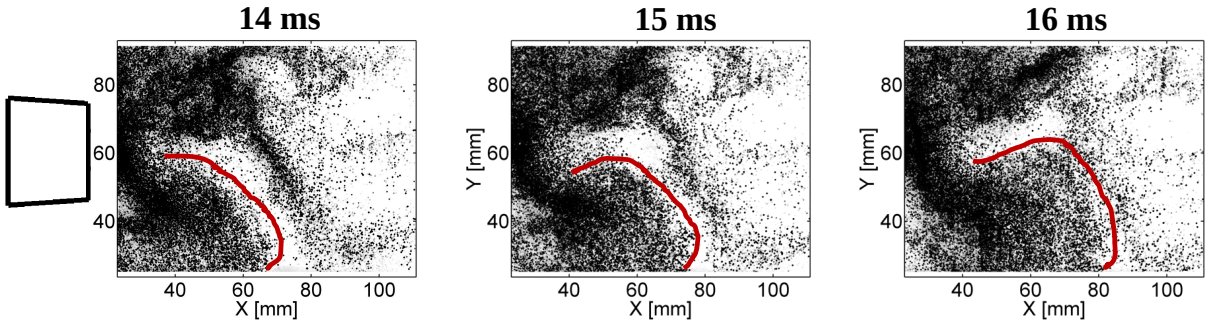


Figure 8.3 – Visualisations tomographiques instantanées du brouillard mettant en évidence la progression d'un tourbillon en partie inférieure de la chambre - En rouge : front de gouttes - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

8.2.2 Visualisations en moyenne de phase

Afin de confirmer si les structures instationnaires observées précédemment sont bien liées au détachement tourbillonnaire, on applique un traitement de phase aux enregistrements. L'objectif est de « filtrer » le mouvement brownien des gouttes et de n'extraire que les fluctuations périodiques du spray. Pour conditionner les mesures, le signal de pression différentielle du capteur Validyne est utilisé comme signal de référence. Lors des essais, le signal de pression et les impulsions TTL de la caméra

sont échantillonnés simultanément sur la carte d'acquisition du banc LACOM, à une fréquence de 40 kHz. Lors du traitement des données, un découpage en 8 phases (tous les 45°) avec une précision de $\Delta\varphi = \pm 4°$ a été retenu. Ce choix permet d'obtenir 160 images par phase. Une opération de moyenne de phase consiste à moyenner pixel par pixel les images appartenant à la même phase. Il est également important de noter qu'une centaine d'images suffise pour obtenir des moyennes convergées.

La séquence d'images illustrée en figure 8.4 représente le mouvement du brouillard au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. Conformément aux résultats précédents, l'analyse de cette séquence d'images fait ressortir la dynamique globale du spray, à savoir un battement ascendant/descendant dans la chambre. Il est également intéressant de remarquer que la dynamique est périodique et en phase avec le phénomène de détachement tourbillonnaire (car les images sont conditionnées par le signal de pression ΔP). Notons que la dynamique périodique du brouillard est toutefois plus difficilement discernable que la dynamique périodique du champ gazeux observée sur les visualisations PIV conditionnées en phase (cf. figure 7.6). Une raison probable est que toutes les gouttes, en particulier les plus grosses, ne suivent pas nécessairement le champ gazeux, contrairement à des traceurs. Or, l'intensité de diffusion de Mie est proportionnelle au carré des diamètres des gouttes. Par conséquent, il est possible que les gouttes les plus inertielles, introduisent du « bruit » sur les images moyennées en phase.

On note également une dissymétrie de l'intensité de Mie sur les images 8.4. En effet, les niveaux de luminance sont visiblement plus élevés en bas de la chambre. Cela s'explique vraisemblablement à cause d'un défaut de fabrication de l'injecteur qui, comme nous l'avions vu en section 5.4, a tendance à injecter davantage de carburant vers le bas.

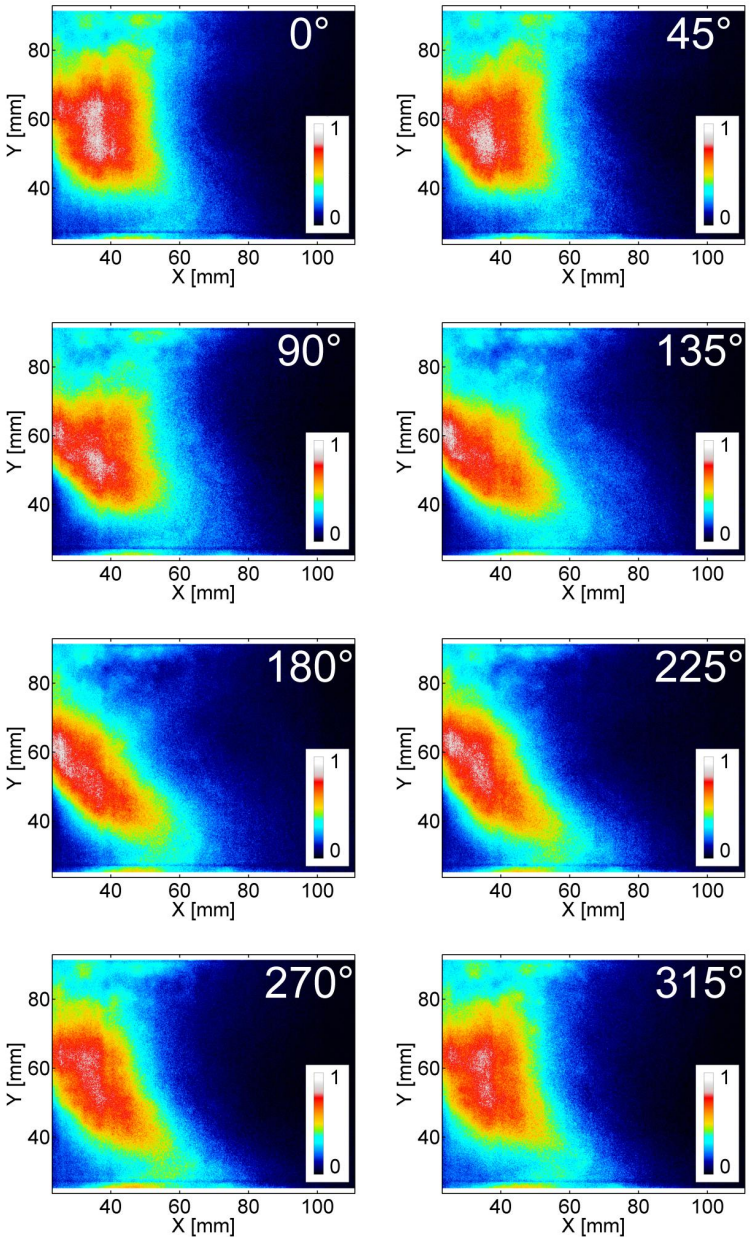


Figure 8.4 – Visualisations tomographiques du spray moyennées en phase à partir du signal de pression ΔP. Cette séquence d'images fait ressortir le battement du brouillard au cours du cycle de détachement tourbillonnaire - Niveaux de diffusion de Mie normalisés - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

8.3 Résultats des mesures PDI

8.3.1 Comportement moyen de la phase dispersée

Des mesures PDI ont été réalisées afin de déterminer les profils moyens de vitesses et de tailles de gouttes. Deux traversées verticales de mesure dans le plan médian du brouillard ont été étudiées. Les deux sections de mesures sont respectivement situées à X = {9 ; 53} mm en aval de la tête d'injection. Du fait de la limitation des accès optiques de la chambre, les traversées verticales sont limitées entre Y = [32 ; 82] mm. La discrétisation spatiale des mesures est de 2 mm. Les moyennes locales sur les vitesses longitudinales $U_{p,x}$, transversales $U_{p,y}$ des gouttes et leurs diamètres d_p sont effectuées sur des échantillons d'au moins 7 000 gouttes. Faute de temps, la composante de vitesse $U_{p,z}$ n'a pas été mesurée en conditions d'écoulement au cours de ce travail [†]. À noter également qu'un problème technique, lié au dispositif PDI, a empêcher la réalisation de mesures coïncidentes entre les deux composantes de vitesses. Par conséquent, les corrélations diamètre/vitesse seront faites uniquement sur la composante transverse de vitesse.

8.3.1.1 Profils moyens

La figure 8.5 présente les profils de vitesses et de tailles de gouttes obtenus au niveau des deux sections de mesures. À 9 mm, on constate une survitesse longitudinale des gouttes sur l'axe de l'injecteur, ainsi qu'une augmentation des amplitudes de vitesse transversale des gouttes avec l'angle d'injection du spray. Cette topologie de brouillard est caractéristique des brouillards à jet plat (« flat spray »).

On remarque, qu'entre les abscisses 9 et 53 mm, les gouttes sont fortement ralenties, selon les deux composantes de vitesses (longitudinale et transverse). Pour quantifier ce ralentissement, on introduit le taux de décélération TD défini comme :

$$TD = \frac{\Delta[U_p]_y}{[U_p]_y^{X=9}} \tag{8.2}$$

avec $\Delta[U_p]_y$ la différence du module de vitesse entre les deux abscisses et $[U_p]_y^{X=9}$ le module de la vitesse des gouttes à 9 mm, tous deux intégrés selon la traversée verticale de la zone sondée, de hauteur H_S. Le module 2D de la vitesse des gouttes est calculé comme :

$$[U_p]_y = \frac{1}{H_S} \int \sqrt{(U_{p,x})^2 + (U_{p,y})^2} \cdot dy \tag{8.3}$$

Entre les deux sections, le taux de décélération est estimé à 65 %. Sur la figure 8.5, on constate que le ralentissement est particulièrement prononcé selon l'axe médian de la chambre (Y = 60 mm). Cet effet est vraisemblablement dû au passage des gouttes dans la zone de recirculation, ce qui implique

†. le lecteur peut toutefois se reporter à la section 5.4 dans laquelle est présentée une caractérisation complète de l'injecteur (à l'air libre)

des efforts de traînée plus importants.

Concernant la granulométrie, on constate que les profils de diamètres moyens sont relativement uniformes sur toute la hauteur sondée. Par conséquent, on peut supposer que le brouillard est uniformément polydisperse dans cette portion de la chambre. Entre les deux sections de mesure, on observe une légère augmentation des diamètres moyens (cf. tableau 8.1). Une première explication possible est que le processus d'évaporation tende à faire disparaître les plus petites gouttes plus vite que les grosses gouttes ne s'évaporent.

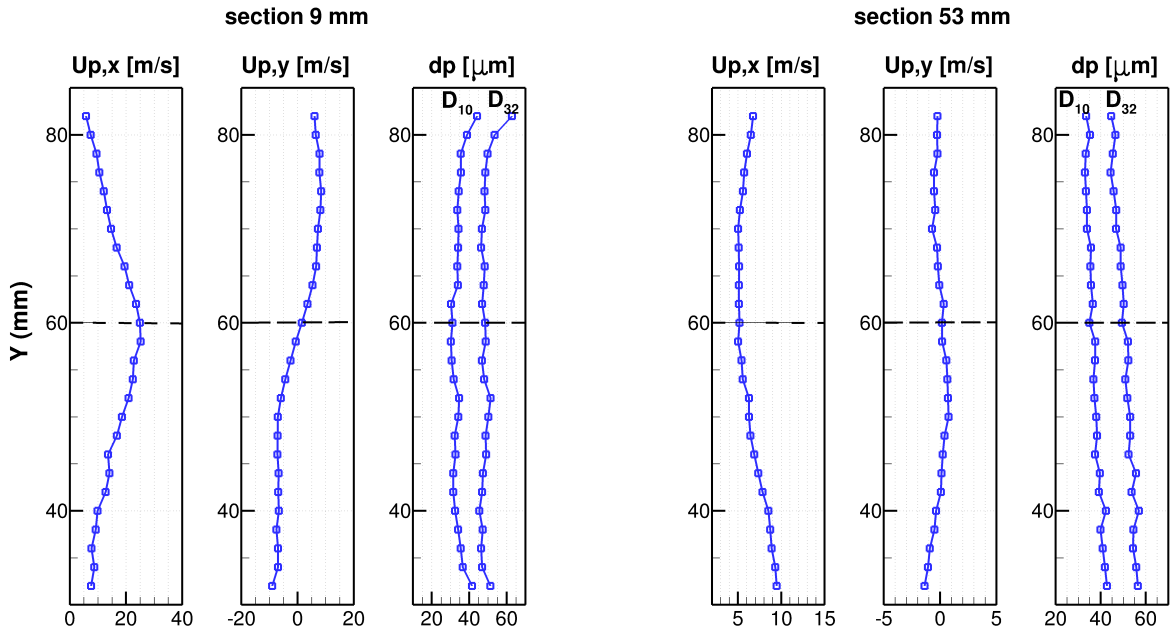
	X = 9 mm	X = 53 mm
$[\mathrm{U}_p]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{U}_p \cdot \mathrm{d}y$	17,5 m/s	6,2 m/s
$[\mathrm{D}_{10}]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{D}_{10} \cdot \mathrm{d}y$	33 µm	37 µm
$[\mathrm{D}_{32}]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{D}_{32} \cdot \mathrm{d}y$	49 µm	51 µm

Tableau 8.1 – Intégration du module de la vitesse moyenne (U_p), du diamètre arithmétique moyen (D_{10}) et du diamètre de Sauter moyen (D_{32}) des gouttes selon la traversée verticale de la zone sondée (hauteur H_S), pour deux abscisses X = {9 ;53} - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

8.3.1.2 Distributions des vitesses de gouttes

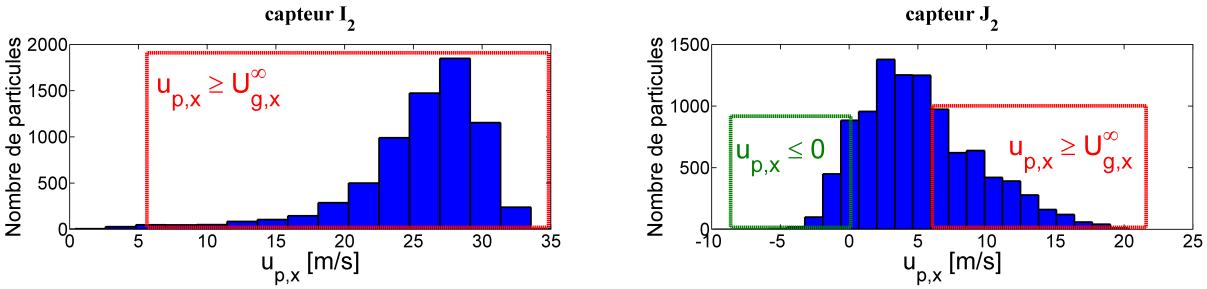
La figure 8.6 présente les histogrammes des vitesses longitudinales instantanées des gouttes obtenus au niveau des capteurs I_2(9 ;60) et J_2(53 ;60). Conformément aux observations précédentes, on observe bien un ralentissement des gouttes entre les deux points de mesures. Il est notable qu'en zone proche injecteur, au capteur I_2(9 ;60), près de 99 % des gouttes sont mesurées avec une vitesse longitudinale supérieure à la vitesse débitante de l'écoulement porteur ($\mathrm{U}^{\infty}_{g,x}$ = 5,8 m/s). En aval, au niveau du capteur J_2(53 ;60), cette proportion chute à 32 %. En outre, 10 % des gouttes passant en J_2(53 ;60) ont des vitesses négatives.

À l'abscisse X = 53 mm, on observe que la proportion en nombre des gouttes ayant des vitesses négatives se trouve être maximale sur l'axe, au point J_2(53 ;60) (cf. résultats complémentaires en annexe, au niveau des capteurs J_1-bis(53 ;78) et J_3-bis(53 ;38), en figure C.1 et C.3 respectivement). Par analogie avec l'écoulement à froid, en figure 7.7, on peut donc penser les gouttes ayant une vitesse longitudinale négative sont piégées dans la zone de recirculation. On notera, par ailleurs, que ce comportement est restitué dans nos simulations Euler-Lagrange instationnaires (cf. chapitre 13).



(a) Section X = 9 mm **(b)** Section X = 53 mm

Figure 8.5 – Profils moyens de vitesses et de diamètres obtenus par mesures PDI dans le plan médian du spray - Deux traversées verticales à X = {9 ; 53} mm - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

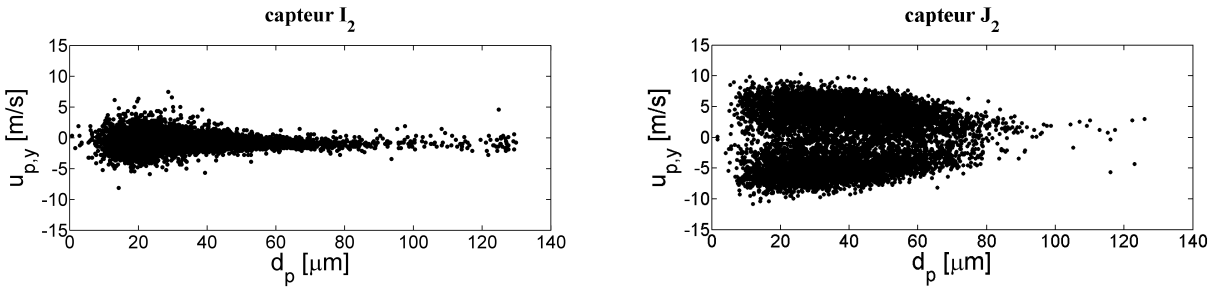


(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure 8.6 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs $I_2(9\,;60)$ et $J_2(53\,;60)$ - Domaine rouge : gouttes dont la vitesse longitudinale instantanée est supérieure ou égale à la vitesse moyenne débitante. Domaine vert : gouttes dont la vitesse est négative - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

La figure 8.7 présente les corrélations diamètre/vitesses transversales des gouttes au niveau des points $I_2(9\,;60)$ et $J_2(53\,;60)$. En premier lieu, on observe que les amplitudes de vitesses transversales des gouttes sont amplifiées entre ces deux points. On peut donc penser qu'à 9 mm, les gouttes sont encore sous l'influence des conditions d'injection et qu'elles sont dispersées plus en aval, vraisembla-

blement à cause du passage des tourbillons dans cette zone.



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure 8.7 – Nuage de points caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

8.3.1.3 Distributions des tailles de gouttes

La connaissance de la distribution en taille de gouttes est également primordiale dans l'analyse des phénomènes physiques prenant place dans les chambres de combustion. Dans la littérature, de nombreuses fonctions de distribution ont été proposées afin de décrire les résultats expérimentaux en sortie d'injecteur. Parmi elles, les distributions Rosin-Rammler, Nukiayama-Tanasawa et la loi Log-Normale sont les plus utilisées d'après Kuo (1986) [97]. Dans la configuration expérimentale PROMÉTHÉE, la distribution en taille de gouttes, en zone proche injecteur, peut être convenablement approchée avec l'aide d'une distribution de type Log-Normale (cf. figure 8.8(a)). Cette distribution admet une densité de probabilité $f(d_p)$ définie par :

$$\begin{cases} f(d_p) = \dfrac{1}{d_p}\dfrac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\dfrac{(\ln(d_p)-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \\ \displaystyle\int_0^\infty f(d_p)\,\mathrm{d}d_p = 1 \end{cases} \tag{8.4}$$

Les paramètres μ et σ sont la moyenne et l'écart-type du logarithme de la variable d_p. La connaissance de ces deux paramètres permet de définir complètement la distribution Log-$\mathcal{N}(\mu,\sigma^2)$. On montre que l'espérance $\mathbb{E}[d_p]$ et l'écart-type $\mathrm{SD}[d_p]$ s'expriment alors par :

$$\mathbb{E}[d_p] = \int_0^\infty d_p f(d_p)\,\mathrm{d}d_p = \exp\left(\mu + \frac{1}{2}\sigma^2\right) \tag{8.5}$$

$$\mathrm{SD}[d_p] = \sqrt{\int_0^\infty (d_p-\mu)^2 f(d_p)\,\mathrm{d}d_p} = \mathbb{E}[d_p]\sqrt{\exp(\sigma^2)-1} \tag{8.6}$$

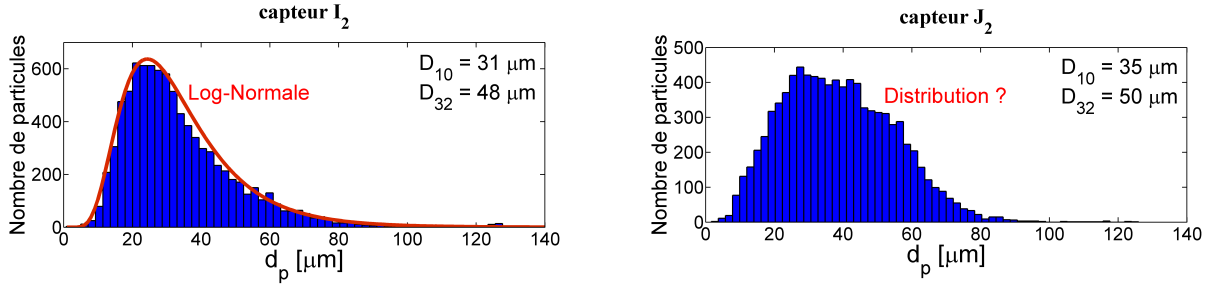
En général, il est commode d'utiliser le diamètre arithmétique moyen D_{10} et le diamètre de Sauter

D_{32} obtenus expérimentalement pour définir la distribution en tailles de gouttes selon :

$$\sigma^2 = \frac{1}{2}\ln(\frac{D_{32}}{D_{10}}) \tag{8.7}$$

$$\mu = \ln(D_{32}) - 5\frac{\sigma^2}{2} \tag{8.8}$$

La comparaison des figures 8.8(a) et 8.8(b) montre que la forme de la distribution en tailles de gouttes évolue sensiblement entre les points $I_2(9\,;60)$ et $J_2(53\,;60)$. En effet, la fonction de probabilité au capteur $J_2(53\,;60)$ ne s'ajuste plus avec une loi Log-Normale. Au vu de la corrélation diamètre/vitesse en figure 8.7(b), on peut penser cette modification de distribution est due à l'effet d'homogénéisation spatiale des gouttes engendré par le passage des tourbillons.



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure 8.8 – Distributions des tailles de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

8.3.1.4 Dissymétrie du spray

En figure 8.5, il apparaît que les profils de vélocimétrie et de granulométrie ne sont pas symétriques de part et d'autre de l'axe médian de la veine. Ceci confirme l'observation faite sur les images de diffusion de Mie, à savoir que l'injecteur pulvérise davantage de carburant dans la partie basse de la chambre de combustion.

8.3.2 Comportement instationnaire de la phase dispersée

Afin d'approfondir l'analyse sur le comportement instationnaire de l'écoulement, on applique un traitement conditionnel de phase aux données brutes du système PDI. À partir d'un tel traitement, il est possible d'étudier la dynamique de la phase dispersée. Cette étude a été réalisée en un point, au niveau du capteur $J_2(53\,;60)$. Deux types d'analyses sont alors menées :

1. des corrélations diamètre/vitesse au cours du cycle de détachement tourbillonnaire ;
2. un classement des données par taille de gouttes.

Le signal de pression différentielle du capteur Validyne est une nouvelle fois utilisé comme signal de référence pour le conditionnement des mesures. Le signal de référence est échantillonné à l'aide d'une carte d'acquisition implantée dans le boîtier électronique du système PDI. L'échantillonnage est déclenché par l'arrivée d'une particule dans le volume de mesure, ce qui se traduit par une séquence de données à pas de temps variable. Au niveau du capteur $J_2(53\,;60)$, le taux d'acquisition varie au cours du temps et vaut en moyenne 1 kHz. Pour permettre une analyse fréquentielle, il est possible de reconstruire le signal de référence avec un pas de temps constant. Ici, le ré-échantillonnage est opéré par interpolation linéaire à l'aide d'un pas de temps égal à 10 µs. On fixe cette valeur à partir de l'intervalle de temps minimum séparant des gouttes consécutives de l'enregistrement. Il est important de souligner que le sur-échantillonnage ajoute artificiellement de l'information au signal temporel, mais ne modifie en rien la phase [8]. On peut remarquer que la nouvelle fréquence d'échantillonnage est nettement supérieure à la fréquence du phénomène de détachement tourbillonnaire (autour de 38 Hz). Le critère de Nyquist-Shannon est donc respecté.

8.3.2.1 Corrélation diamètre/vitesse par phase

Au point d'étude $J_2(53\,;60)$, l'échantillon comporte 100 000 gouttes. Un découpage en 8 phases (tous les 45°) avec une précision de $\Delta\varphi = \pm\,6°$ est retenu afin d'obtenir environ 2 000 gouttes par phase.

Les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes conditionnées en phase au point $J_2(53\,;60)$, à partir du signal de pression ΔP, sont illustrées sous la forme d'une séquence de nuages de points en figure 8.9. Cette analyse met clairement en évidence le comportement instationnaire de la phase dispersée au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. En effet, on distingue un mouvement alternatif des particules, mouvement ascendant puis descendant. L'analyse par moyenne de phase permet aussi de comprendre la construction de la figure 8.7(b), dans laquelle on peut identifier deux populations de vitesse transversale, à savoir positive ou négative.

En outre, on note que la dynamique ascendante/descendante des gouttes est en adéquation avec la dynamique observée sur les visualisations tomographiques du spray moyennées en phase (cf. figure 8.4). Ainsi, à la phase 45°, lorsque le brouillard est orienté vers le haut de la chambre, les vitesses transversales des gouttes sont logiquement positives. À l'inverse, à la phase 225°, lorsque le spray est rabattu vers le bas de la chambre, les vitesses transversales sont négatives. Ces deux situations sont séparées de 180°, soit une demi-période du cycle de détachement tourbillonnaire. De fait, ces résultats confirment que c'est bien le passage des tourbillons contra-rotatifs qui entraîne un balayage périodique des gouttes dans la chambre de combustion. Ajoutons que les plus petites gouttes présentent des variations d'amplitudes plus importantes, ce qui suggère qu'elles répondent mieux aux fluctuations du champ gazeux. Pour expliquer ce phénomène, on utilise le temps de relaxation des gouttes τ_p :

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\mu_g} \cdot \frac{1}{\xi(Re_p)} \tag{8.9}$$

avec le facteur correctif ξ qui permet d'adapter le coefficient de traînée sur la plage de nombre de Reynolds considérée. Lorsque $Re_p \leq 800$, le facteur ξ peut, par exemple, être approximé à l'aide de la corrélation expérimentale de Schiller et al. [153] : $\xi(Re_p) = 1 + 0,15Re_p^{0,687}$.

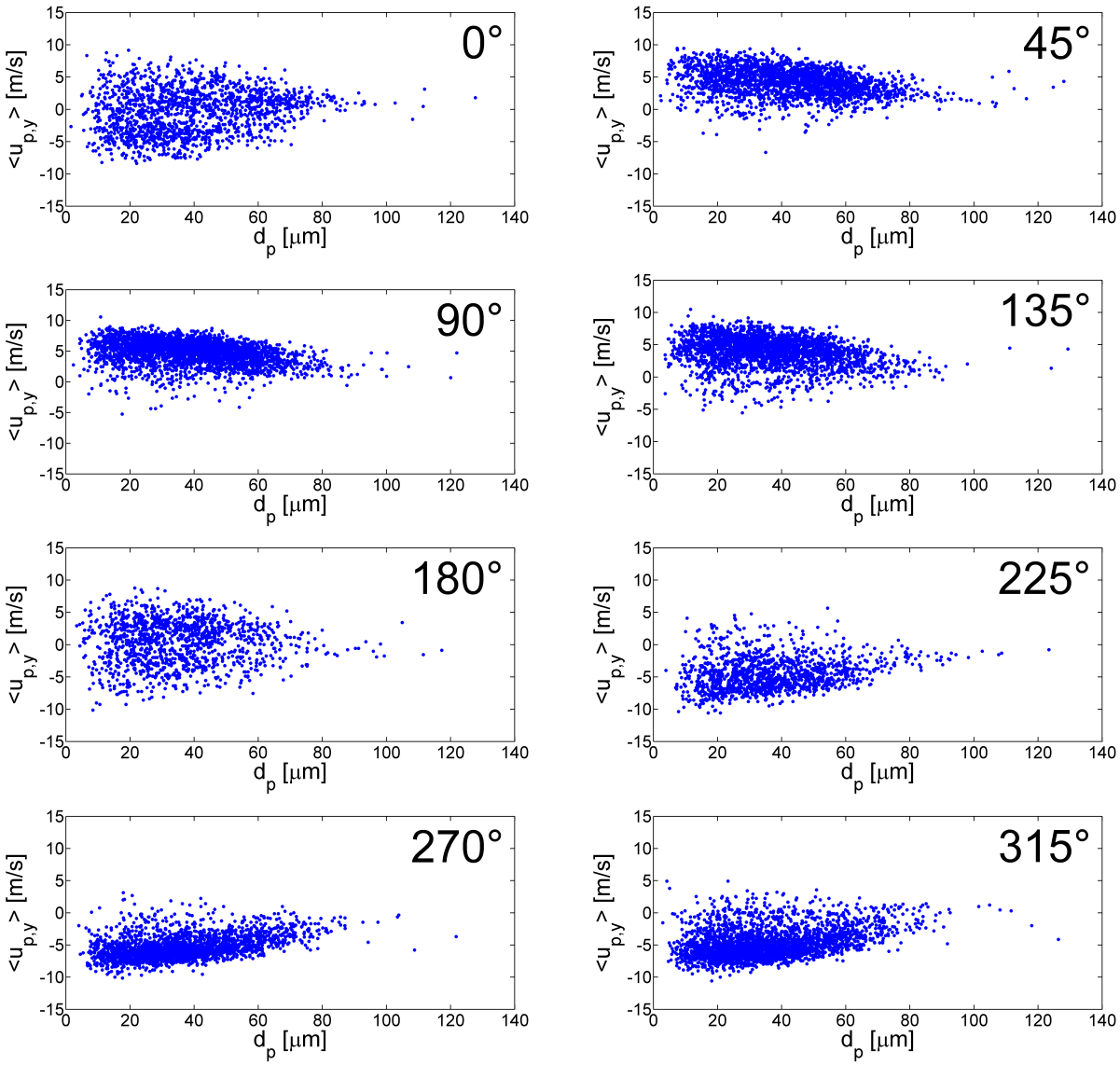


Figure 8.9 – Données PDI conditionnées en phase par le signal de pression, caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au capteur $J_2(53;60)$ - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

Dans les conditions du *point de fonctionnement nominal, non-réactif*, le temps de relaxation moyen des gouttes est estimé à environ 2 ms (cf. tableau 8.2). Afin de quantifier la capacité des gouttes à suivre les structures tourbillonnaires, on introduit le nombre de Stokes de l'échelle des tourbillons, St_ω,

représentant le produit du temps de relaxation de la particule et de la fréquence propre de l'écoulement porteur (de pulsation ω).

$$St_\omega = \tau_p f_T = \frac{\tau_p \omega}{2\pi} \tag{8.10}$$

Dans notre configuration expérimentale, la fréquence propre liée à la phase gazeuse correspond à la fréquence de l'instabilité hydrodynamique de von Kármán f_T. De fait, on peut relier le nombre de Stokes au nombre de Strouhal Sth par la relation qui suit :

$$St_\omega = \frac{\tau_p U^\infty_{g,x}}{H_{AF}} Sth \tag{8.11}$$

avec $U^\infty_{g,x}$ la vitesse débitante de l'écoulement, H_{AF} la hauteur de l'accroche-flamme.

Aux conditions d'essais du montage PROMÉTHÉE, le nombre de Stokes moyen est estimé à 7,2 $\cdot 10^{-2}$ (cf. tableau 8.2). Les résultats de nos simulations numériques montrent que les gouttes dont le nombre de Stokes St_ω est inférieur à nombre de Stokes critique $St_{\omega,crit} = 0{,}29$ (soit toutes les gouttes inférieures à 70 µm), ont tendance à être ségréguées préférentiellement en périphérie des tourbillons (cf . figure 13.4). À l'inverse, pour les gouttes dont le nombre de Stokes St_ω est supérieur à ce seuil, aucun phénomène de ségrégation préférentielle n'est observé et les gouttes sont simplement convectées en aval avec de faibles ondulations dans leurs trajectoires. Dans ce cas, les gouttes sont dispersées de manière parfaitement aléatoire dans la chambre.

	d_p [μm]	τ_p [ms]	St_ω [-]
n-décane	10	0,16	5,9 . 10^{-3}
–	35	1,9	7,2 . 10^{-2}
–	70	7,6	2,9 . 10^{-1}
–	100	16	5,9 . 10^{-1}
–	130	26	9,9 . 10^{-1}

Tableau 8.2 – Temps de relaxation et nombre de Stokes pour des gouttes de n-décane de diamètre d_p estimés au niveau du capteur $J_2(53;60)$, $\xi(Re_p) \approx 1$ - $T_{air} = 450$ K - $f_T = 38$ Hz - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

8.3.2.2 Analyse par classe de tailles des gouttes

Afin d'étudier le comportement dynamique des gouttes en fonction de leur taille, on procède à un classement des données PDI brutes au point $J_2(53;60)$. Pour cette analyse, quatre classes de taille de gouttes ont été retenues, $\mathcal{C}^1(\leq 18$ µm), $\mathcal{C}^2([18\,;\,30]$ µm), $\mathcal{C}^3([30\,;\,50]$ µm), $\mathcal{C}^4(\geq 50$ µm). Chaque classe est alors caractérisée par un diamètre moyen, respectivement ($d_{p,moy} = \{13;25;40;62\}$ µm). On dénombre, en moyenne, 500 échantillons par classe. La figure 8.10 illustre l'évolution de la vitesse

transversale au cours du cycle par classes de diamètre.

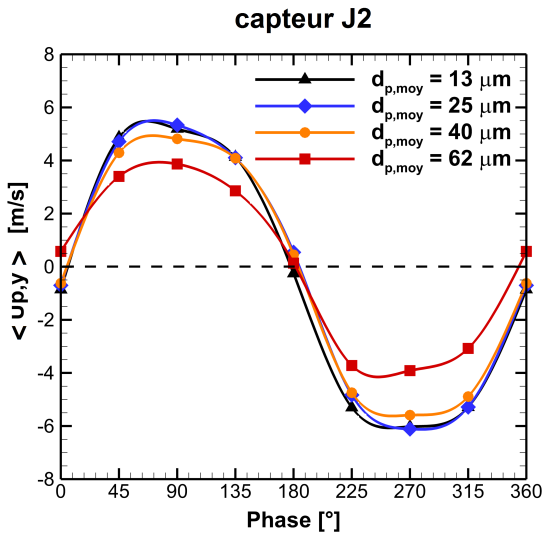


Figure 8.10 – Évolution de la vitesse transversale des différentes classes de gouttes, au cours du cycle, au niveau du capteur $J_2(53\,;60)$ - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

Sur la figure 8.10, il apparaît que, plus le diamètre est élevé, plus les amplitudes d'oscillation des gouttes sont faibles. Ainsi, les gouttes de 62 µm présentent des amplitudes extrémales plus faibles que celles de 13 µm (écart de 30 %). Cette tendance est conforme avec l'analyse théorique, d'une particule placée dans un écoulement gazeux pulsé, faite par Burger et al. (2006) [35]. Toutefois, ces auteurs montrent également que selon leurs tailles, les particules sont plus ou moins déphasées dynamiquement les unes par rapport aux autres. Ce dernier comportement n'est pas confirmé par nos mesures. En effet, aucun déphasage entre les classes de gouttes n'est visible en figure 8.10. Pour tenter d'expliquer l'absence de déphasage, trois hypothèses sont avancées :

Hypothèse 1 : Au point d'étude $J_2(53\,;60)$, une partie des gouttes est encore sous l'influence des conditions initiales d'injection (effet de mémoire d'injection). Ce comportement est mis en évidence dans nos simulations numériques (cf. figure 13.1) ;

Hypothèse 2 : l'effet de déphasage est « écrasé » par l'opération de moyenne. La classe $\mathcal{C}^4(\geq 50$ µm) contient vraisemblablement un plus grand nombre de gouttes faiblement déphasées (50-60 µm), que de gouttes susceptibles d'être plus fortement déphasées ($>$ 100 µm).

Hypothèse 3 : Les effets collectifs de gouttes dans le spray peuvent modifier la dynamique des gouttes. Tsuji et al. (2003) [171] ont effectivement montré qu'il y a réduction des coefficients de traînée des gouttes lorsque les gouttes se déplacent les unes derrière les autres, et qu'elles sont suffisamment rapprochées pour bénéficier de l'effet d' « échappée » (dépression/aspiration dans le sillage des gouttes). Les auteurs ont également montré qu'il y a, à l'inverse, augmentation des coefficients de traînée lorsque

les gouttes se déplacent côte à côte. Bien sûr, dans le cas d'un brouillard, la situation est nettement plus complexe. Rourke (1981) [127], a noté, sur la base de travaux expérimentaux, que les coefficients de traînée des gouttes peuvent être modifiés par la présence des gouttes voisines. Cette modification du coefficient de traînée est d'autant plus importante que le brouillard est dense. La question de la dépendance entre la fraction volumique liquide α_l et la dynamique des gouttes a fait l'objet de nombreuses études théoriques, numériques et expérimentales par le passé. Pour comprendre les effets collectifs dans un brouillard, Batchelor (1972) [18] a utilisé une approche analytique statistique sur une distribution spatiale aléatoire de gouttes. L'auteur a ainsi montré que les coefficients de traînée des gouttes augmentent avec la fraction volumique de la phase dispersée dans l'écoulement, α_l. Rusche et al. (2000) [145] ont confirmé expérimentalement cette tendance, notamment avec des particules solides et des gouttes. Pour quantifier ce phénomène, il est possible de définir un facteur correctif de traînée $\psi(\alpha_l)$, défini comme le rapport du coefficient de traînée des gouttes dans un brouillard de fraction volumique α_l, sur le coefficient de traînée d'une goutte isolée. Deux corrélations de $\psi(\alpha_l)$ sont données dans le tableau 8.3.

Références	$\psi(\alpha_l) = C_D(\alpha_l, Re_p)/C_D(Re_p)$
Batchelor (1972) [18]	$1 + 4,55 \cdot \alpha_l$
Rusche et al. (2000) [145]	$\exp(2,1 \cdot \alpha_l) + \alpha_l^{0,249}$

Tableau 8.3 – Corrélations du facteur correctif de traînée pour les brouillards de gouttes

Il est désormais possible d'écrire une formulation plus générale du temps de relaxation, en prenant en compte les effets collectifs au sein du brouillard :

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\mu_g} \cdot \frac{1}{\xi(Re_p)} \cdot \frac{1}{\psi(\alpha_l)} \tag{8.12}$$

Dans le montage PROMÉTHÉE, on a $\alpha_l \approx 1.10^{-4}$. De fait, suivant la corrélation utilisée, on estime une réduction du temps de relaxation des gouttes comprise entre 1 à 10 %. Par conséquent, il apparaît que les effets collectifs ont un impact négligeable sur la dynamique des gouttes.

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats expérimentaux portant sur l'écoulement diphasique inerte du montage PROMÉTHÉE, au *point de fonctionnement nominal*. L'analyse du signal de pression (ΔP) et des visualisations tomographiques du spray a montré que le phénomène de détachement tourbillonnaire n'est pas altéré par l'injection de gouttes dans la chambre. La raison évoquée est le faible chargement en masse liquide (< 2 %). Les visualisations tomographiques conditionnées par

le signal de pression ont montré que la dynamique du brouillard est périodique et en phase avec le phénomène de lâcher tourbillonnaire. Des mesures PDI ont également été réalisées dans deux sections verticales à 9 et 53 mm en aval de l'injecteur afin de caractériser les vitesses et tailles de gouttes. Ces mesures pourront être utilisées pour définir ou vérifier des conditions limites d'injection dans un calcul aérodiphasique. Dans ce chapitre, les données PDI ont également fait l'objet d'une étude approfondie. Ainsi, un traitement conditionnel appliqué aux données a montré qu'en fonction de leur diamètre, les gouttes ont une dynamique plus ou moins corrélée à la dynamique du gaz (fluctuations périodiques dues au passage des structures tourbillonnaires).

Chapitre 9

Caractérisation de l'écoulement diphasique réactif

Sommaire

9.1 Analyse spectrale du signal de pression **143**
9.1.1 Mise en évidence de la disparition des allées de von Kármán 144
9.1.2 Recherche d'un point de fonctionnement favorisant les instabilités 145
9.2 Visualisations directes de l'écoulement **147**
9.3 Visualisations par chimiluminescence globale **149**
9.4 Résultats des mesures PDI **152**
9.4.1 Comportement moyen de la phase dispersée 152
9.4.2 Comparaisons des profils moyens inerte/réactif 155

Ce chapitre présente les résultats des mesures réalisées sur le montage PROMÉTHÉE (au banc LACOM) au *point de fonctionnement nominal*, en conditions réactives. Ici, l'objectif consiste à caractériser la phase gazeuse (mesures de pression, visualisations directes de la flamme et chimiluminescence OH*) et la phase phase liquide (mesures PDI). Ce chapitre sera également l'occasion de comparer les caractéristiques de l'écoulement inerte et de l'écoulement réactif. On rappelle que l'ensemble des moyens de mesures sont présentés en chapitre 6, et la position des points de mesures (ou capteurs) est précisée en figure 6.2.

9.1 Analyse spectrale du signal de pression

Précédemment, pour les conditions inertes, l'analyse spectrale du signal de pression différentielle, ΔP, a mis en évidence l'existence d'un pic de fréquence lié au phénomène de détachement tourbillonnaire. Ici, on s'intéresse à l'analyse du signal de pression en conditions réactives (combustion stabilisée).

9.1.1 Mise en évidence de la disparition des allées de von Kármán

Avant toute chose, il est notable que les effets de la combustion sur la dynamique d'un écoulement, en aval d'un accroche-flamme, ont fait l'objet de nombreuses études par le passé [75, 115, 53, 110, 107]. Ces travaux sont d'ailleurs souvent rattachés à la problématique des limites d'extinction des foyers aéronautiques, et à celle des instabilités de combustion.

Bill et al. (1986) [24] ont étudié expérimentalement l'effet de la combustion prémélangée en aval d'un accroche-flamme cylindrique. En utilisant une analyse spectrale sur un signal de vitesse, les auteurs ont montré l'absence de pic de fréquence dans le spectre, contrairement au cas inerte. Quelques années plus tard, Simonin et al. (1996) [13] ont réalisé une étude expérimentale et numérique sur un accroche-flamme de section rectangulaire. Leurs résultats ont révélé que le phénomène de détachement tourbillonnaire pouvait complètement disparaître en conditions réactives. Plus récemment, Erickson et al. (2006) [61] ont montré que la disparition totale des allées de von Kármán se produit lorsque le ratio de la température des gaz brûlés (T_b) et de la température des gaz imbrûlés (T_u) est supérieur ou égal à 2.

Dans notre configuration expérimentale, l'analyse spectrale du signal de pression ne révèle effectivement aucun pic marqué de fréquence en conditions réactives (spectre rouge sur la figure 9.1). En conséquence, l'écoulement n'est plus dominé par une fréquence unique, et perd son caractère cohérent. À première vue, ceci confirme la disparition des instabilités de von Kármán recensée dans la littérature [157, 108]. Pour appuyer cette observation, on évalue le ratio T_b/T_u. Pour cela, une estimation de la température T_b dans les *conditions nominales* du montage PROMÉTHÉE est obtenue à l'aide de deux codes de calcul d'équilibre chimique : KDC (ONERA) et CEA (NASA). Les résultats sont présentés dans le tableau 9.1. La température en fin de combustion est estimée à 1 050 K, ± 5% selon le modèle utilisé. Il s'ensuit un ratio T_b/T_u égal à 2,3. Ajoutons que dans une flamme diphasique, certaines gouttes sont susceptibles de brûler localement à la stœchiométrie, avec une flamme enveloppe [34, 132]. Si la combustion de gouttes isolées est avérée dans un tel foyer, elle peut théoriquement provoquer l'apparition de zones de fortes températures, avoisinant les 2 400 K pour du *n*-décane. On s'attend alors à des niveaux de dilatation qui sont localement encore plus importants, et donc à de fortes accélérations de la phase gazeuse. Factuellement, nos résultats semblent bien confirmer l'effet de disparition des allées de von Kármán pour un ratio de température « global » supérieur à 2, conformément à Erickson et al. (2006) [61].

Shanbhogue et al.(2009) [157] ont tenté d'expliquer l'effet de disparition du phénomène de détachement tourbillonnaire en se basant sur l'équation de transport de la vorticité, qui est directement dérivée de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes :

$$\frac{\mathrm{D}\vec{\omega}}{\mathrm{D}t} = \underbrace{\left(\vec{\omega}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{u_g}}_{\text{Étirement de vortex}} - \underbrace{\left(\vec{\nabla}\cdot\vec{u_g}\right)\vec{\omega}}_{\text{Dilatation des gaz}} + \underbrace{\frac{\vec{\nabla}\rho_g \wedge \vec{\nabla}P}{\rho_g^2}}_{\text{Production barocline}} + \underbrace{\nu_g\nabla^2\vec{\omega}}_{\text{Diffusion visqueuse}} \tag{9.1}$$

avec le vecteur vorticité définie comme $\vec{\boldsymbol{\omega}} = \vec{\boldsymbol{\nabla}} \wedge \vec{\boldsymbol{u_g}} \equiv \overrightarrow{\mathbf{rot}}\,(\vec{\boldsymbol{u_g}})$.

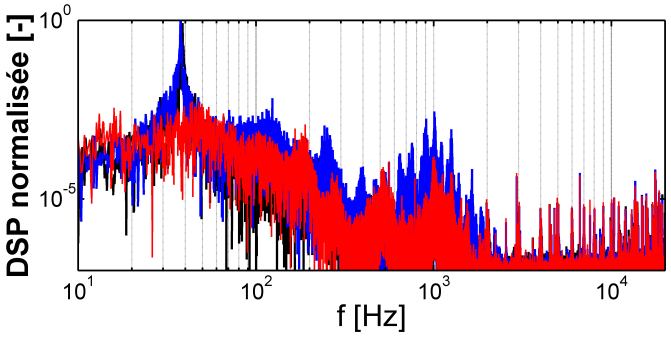


Figure 9.1 – Densités spectrales de puissance obtenues à partir des signaux temporels de pression ΔP (cf. annexe, figures B.2, B.3, B.4) - Comparaison des cas **monophasique inerte**/**diphasique inerte**/ **diphasique réactif** - Repère log-log - *Point de fonctionnement nominal, inerte et réactif*

Le premier terme à droite de l'équation 9.1, peut être interprété comme le taux d'étirement ou de déformation des tubes de vorticité. Le terme de dilatation correspond à l'expansion des gaz à travers la flamme. L'accélération résultante de l'écoulement agit comme un puits de vorticité dans l'équation 9.1. En fait, ce terme est lié au niveau de dilatation des gaz brûlés, donc au rapport des densités ρ_u/ρ_b ($\propto T_b/T_u$). Le troisième terme traduit la production barocline de vorticité. Ce terme devient une source de vorticité lorsque les gradients de pression et les gradients de densité ne sont plus parfaitement alignés. Cette situation se produit lorsque la flamme est inclinée par rapport à l'écoulement, donc par rapport au gradient de pression entre l'amont et l'aval. L'amplitude de ce mécanisme dépend du saut de densité, ρ_u/ρ_b, de part et d'autre des zones de réaction. Lovett et al. (2011) [108] ont observé que lorsqu'un accroche-flamme est confiné, le terme source barocline génère une vorticité de signe opposé à la vorticité produite par la présence l'accroche-flamme, en particulier dans les zones de cisaillement. D'après les auteurs, cette compétition tend globalement à diminuer le niveau de vorticité dans l'écoulement. Le dernier terme, à droite de l'équation 9.1, fait intervenir la viscosité cinématique locale du gaz. À cause de sa sensibilité à la température, la viscosité se retrouve significativement augmentée en bordure de flamme. Coats (1996) [49] affirme que cette augmentation de viscosité accroît les effets de diffusion visqueuse et produit un amortissement de la vorticité. En résumé, on peut dire que la combustion tend effectivement à réduire la vorticité globale de l'écoulement, conduisant, dans un cas critique, à la disparition complète des allées de von Kármán.

9.1.2 Recherche d'un point de fonctionnement favorisant les instabilités

Comme nous l'avons montré précédemment, la combustion joue un rôle stabilisant sur la dynamique de l'écoulement gazeux. Kiel et al. (2007) [88] ont montré, expérimentalement, qu'un écoulement réactif

Choix des modèles		Y_{pr} [-]		T_b [K]
Code utilisé :	KDC ONERA	O_2 :	0,166	
Carburant de similitude :	$C_{10}H_{22}$ (g) [n-décane]	H_2O :	2,099 $.10^{-2}$	1 049
Mécanisme réactionnel :	1 ER* [3]	CO_2 :	4,662 $.10^{-2}$	
		N_2 :	0,766	
Code utilisé :	KDC ONERA	O_2 :	0,166	
Carburant de similitude :	$C_{10}H_{20}$ (g) [KERO]	H_2O :	1,971 $.10^{-2}$	1 050
Mécanisme réactionnel :	2 ER* (correction PEA) [68]	CO_2 :	4,816 $.10^{-2}$	
		CO :	< 1 $.10^{-5}$	
		N_2 :	0,766	
Code utilisé :	CEA NASA	O_2 :	0,184	
Carburant de similitude :	$C_{12}H_{23}$ (l) [JET-A]	H_2O :	2,117 $.10^{-2}$	1 099
Mécanisme réactionnel :	23 ER* [96, 118]	CO_2 :	5,396 $.10^{-2}$	
		CO :	< 1 $.10^{-5}$	
		NO :	7,628 $.10^{-5}$	
		N_2 :	0,741	

Tableau 9.1 – Estimation de la composition des produits de réaction (Y_{pr}) et de la température des gaz brûlés en fin de combustion (T_b) pour le montage PROMÉTHÉE - ER* : équilibre réactionnel - Conditions d'entrée : $\phi_{glob} = 0{,}24$, $T_u = 450$ K, $Y_{N_2}/Y_{O_2} = 3{,}5$ - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

peut retrouver une dynamique périodique, similaire au cas inerte, dans des conditions particulières. En général, ces conditions correspondent aux limites d'extinction. Les simulations de Erickson et al. (2006) [61] ont également fait ressortir des structures tourbillonnaires à grandes échelles pour un ratio de température T_b/T_u inférieur ou égal à 1,25. On notera toutefois que dans ces conditions, l'énergie spectrale associée aux tourbillons est toujours inférieure à celle mesurée dans le cas inerte. Afin de comprendre ces observations, on introduit le nombre adimensionnel de Damköhler :

$$Da = \frac{\tau_\infty}{\tau_c} \tag{9.2}$$

avec τ_∞ l'échelle de temps lié à l'écoulement gazeux (ou temps de convection), et τ_c le temps associé à la chimie de la combustion. Le nombre de Damköhler est utile pour définir les plages de stabilité d'une flamme dans un foyer.

Nair et al. (2007) [121] ont observé qu'en diminuant ce nombre adimensionnel, une flamme initialement stable, peut devenir intermittente, c.-à-d. une flamme présentant des extinctions locales (« flame holes »). Shanbhogue et al.(2009) [157] constatent qu'en diminuant encore le nombre de Damköhler, les

extinctions deviennent si prononcées qu'elles peuvent conduire à une altération de la zone de sillage, et, dans certains cas, à l'apparition de structures tourbillonnaires contrarotatives, lesquelles s'apparentent aux allées de von Kármán rencontrées dans les conditions inertes. En-deçà d'un nombre de Damköhler critique, il y a extinction complète de la chambre ; on parle alors de limite d'extinction pauvre.

Afin de trouver un point de fonctionnement qui favoriserait les instabilités et permettrait de retrouver un écoulement globalement périodique, le nombre de Damköhler et le ratio T_b/T_u doivent être réduits. Pour ce faire, trois conditions d'essais ont été investiguées :

1. diminution de la température de fin de combustion (T_b) en diminuant la température en entrée de chambre $\rightarrow T_{air}^{\infty} = T_u = 370$ K, $\dot{m}_{air} = 64$ g/s, $\dot{m}_{carb} = 1$ g/s, $\phi_{glob} = 0{,}24$;

2. diminution de la richesse globale et de la température de fin de combustion (T_b) par l'augmentation du débit d'air $\rightarrow T_{air}^{\infty} = T_u = 450$ K, $\dot{m}_{air} = 300$ g/s, $\dot{m_{carb}} = 1$ g/s, $\phi_{glob} = 0{,}05$;

3. diminution de la richesse globale et de la température de fin de combustion (T_b) par la diminution du débit de carburant $\rightarrow T_{air}^{\infty} = T_u = 450$ K, $\dot{m}_{air} = 64$ g/s, $\dot{m}_{carb} = 0{,}32$ g/s, $\phi_{glob} = 0{,}08$.

Pour chacune de ces conditions d'essais, une analyse spectrale du signal de pression a été menée à l'aide d'un analyseur de spectre à temps réel, de marque B&K. La première condition d'essai n'a révélé aucun changement majeur. Les deux autres conditions ont, en revanche, mis en évidence l'apparition d'une flamme intermittente et de couleur bleue, caractéristique d'un régime de combustion pauvre à la limite de l'extinction. Concernant l'analyse spectrale du signal de pression, aucune évolution notable n'a été constatée sur les points conditions d'essais.

En conclusion, il n'a pas été possible de trouver un point de fonctionnement favorisant l'apparition des allées de von Kármán en conditions réactives. Une piste alternative serait, par exemple, de pouvoir piloter la longueur de la chambre de combustion, ou d'utiliser un dispositif de forçage acoustique de manière à accrocher un phénomène de résonance qui amplifierait les instabilités. Malheureusement, aucune de ces solutions n'a pas pu être mise en œuvre dans le cadre de ce travail.

Pour finir, on notera que le foyer PROMÉTHÉE reste allumé pour une richesse globale très faible de 0,05.

9.2 Visualisations directes de l'écoulement

Les visualisations haute cadence sont d'une grande utilité pour étudier la phénoménologie des écoulements réactifs dans les chambres de combustion. Dans ce travail, l'imagerie rapide a été choisie dans le but d'observer, d'un point de vue qualitatif, le comportement du brouillard et de la flamme. Le dispositif de mesure est le même que celui présenté en section 8.2, à savoir une caméra rapide (Phantom V341) synchronisée avec un laser pulsé (Quantronix Darwin-527) qui éclaire les gouttes

dans le plan médian de la chambre. La cadence d'acquisition a été fixée à 1 kHz. Les images ont une résolution de 2 256 × 1 440 px^2, avec une définition égale à 46 µm/px.

La figure 9.2 présente un cliché instantané de l'écoulement obtenu avec un temps d'exposition égal à 10 µs. Ce temps d'exposition a été réglé de manière à faire ressortir les gouttes et la flamme.

Dans un premier temps, on s'intéresse à la topologie du brouillard. Visuellement, on constate une réduction significative du nombre de gouttes dans la chambre de combustion par rapport au cas inerte. Ceci s'explique par l'augmentation des taux d'évaporation en conditions réactives. Par ailleurs, l'analyse spectrale du signal de luminance des gouttes, extrait à partir de la séquence de visualisations tomographiques †, n'a révélé aucune dynamique cohérente du brouillard au cours du temps. Ce résultat est en adéquation avec la disparition des allée de von Kármán observée à partir du signal de pression (cf. section 9.1).

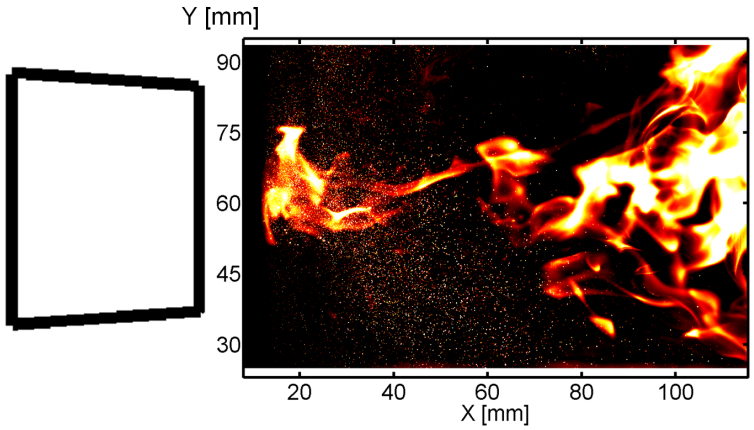


Figure 9.2 – Visualisation tomographique instantanée du brouillard de gouttes mettant en évidence l'incadescence des suies dans le domaine visible - Utilisation de fausses couleurs - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

À présent, on s'intéresse à la flamme capturée dans le domaine visible de la lumière. L'image 9.2, initialement capturée en niveaux de gris, a été recolorée lors du post-traitement afin de s'approcher de la couleur de flamme observée par l'œil humain. La flamme émet une lumière jaune dont le pic de radiation est située entre 575 à 600 nm. Cette coloration caractéristique indique la présence de suies dans la chambre. Les suies sont visibles par un phénomène d'incandescence. En général, les suies résultent d'une combustion incomplète, en régime riche (pénétration insuffisante d'oxygène).

La figure 9.3 correspond à l'intensité lumineuse moyenne des suies. Cette image a été obtenue en réalisant une opération de moyenne sur l'ensemble des visualisations, auxquelles on a préalablement appliqué un traitement d'« érosion ». Ce traitement consiste à supprimer toutes les gouttes et taches lumineuses inférieures à 180 µm présentes sur les images. La figure résultante permet de mettre en

†. après avoir appliqué un traitement de seuillage et de filtrage pour masquer la flamme

évidence une zone relativement étendue, située dans le sillage de l'accroche-flamme, et dans laquelle les suies sont vraisemblablement produites. En zone proche injecteur, la production de suie est probablement due à un mélange carburant/comburant peu efficace et globalement trop riche. En aval, on remarque que l'intensité de l'incandescence augmente. De plus, le mécanisme s'étend progressivement à l'ensemble de la chambre. Il est vraisemblable qu'il s'agisse de suies ou d'imbrûlés produits par les gouttes ayant traversées le front de flamme. Les mesures PDI et les visualisations PLIF-OH/Mie appuieront cette hypothèse.

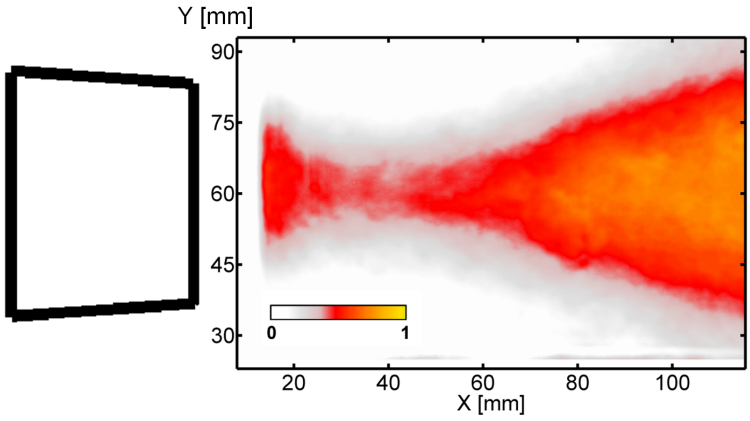


Figure 9.3 – Moyenne temporelle des visualisations d'incandescence de suie mettant en évidence la structure globale de la flamme dans le domaine visible - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

9.3 Visualisations par chimiluminescence globale

Précédemment, les visualisations directes de l'écoulement ont permis de révéler la structure de la flamme dans le spectre visible de la lumière, laquelle correspond à l'incandescence des suies. Dans cette section, on souhaite identifier les zones de réaction, correspondant aux régions les plus exothermiques de la flamme, au moyen de visualisations par chimiluminescence globale. Rappelons que cette technique consiste à mesurer l'intensité lumineuse émise par les radicaux † au cours du processus de combustion. Ici, le choix s'est porté plus spécifiquement sur le radical libre hydroxyle. Ce radical, noté OH*, est un indicateur majeur du taux de dégagement de chaleur des carburants hydrocarbonés, pour une grande plage de richesse [78]. Les émissions lumineuses ont été capturées à l'aide d'une caméra rapide Phantom V341, à une cadence de 1 kHz, et un temps d'exposition de 100 µs. Un filtre passe-bande, centré autour de 311 nm ± 5 nm, a été utilisé pour ne laisser passer que les émissions de chimiluminescence OH* dans l'ultraviolet. Un intensificateur à images, Lambert HiCATT, a été monté entre la caméra rapide et le système objectif/filtre. Les images résultantes ont une résolution de 2 400 × 1 024 px^2 pour une définition d'image égale à 71 µm/px.

†. molécules issues des réactions intermédiaires de la combustion

En figure 9.4, les images instantanées de chimiluminescence représentent la production de radical OH* intégrée sur la profondeur de la chambre. Les images permettent de révéler la structure complexe de la flamme. Le caractère turbulent de la combustion est mis en évidence par une enveloppe de flamme caractéristique, à savoir fortement plissée, irrégulière et instationnaire. Sur ces images, on observe également des variations importantes de niveaux de luminescence OH* au sein de la flamme. Ce comportement est très différent d'une situation de combustion monophasique, dans laquelle la flamme est beaucoup plus homogène [157]. Ce comportement est typique d'une combustion de brouillard, dans laquelle les hétérogénéités spatiales de gouttes provoquent des fluctuations de richesses locales, et, *in fine*, des disparités d'intensité du taux de dégagement de chaleur.

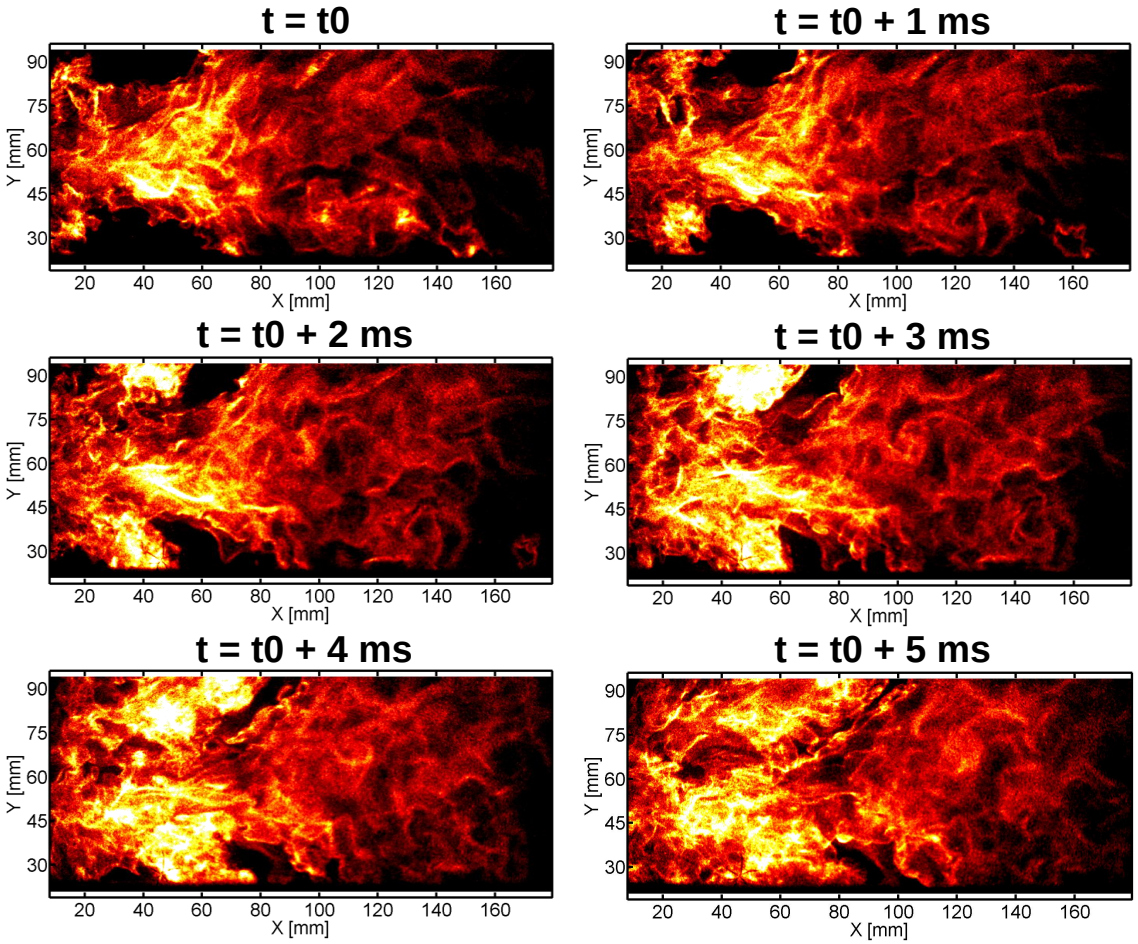


Figure 9.4 – Séquence d'images instantanées de chimiluminescence OH* acquises à une fréquence de 1 kHz - Utilisation de fausses couleurs - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

La moyenne temporelle des visualisations instantanées, réalisée sur une durée de 4 secondes, est présentée figure 9.5. La figure fournit une vue d'ensemble de la structure de la flamme stabilisée par l'accroche-flamme. D'un point de vue qualitatif, la flamme revêt une forme en « M », ou encore celle d'un cardioïde. Cette forme est vraisemblablement provoquée par le mouvement de recirculation dans le sillage de l'obstacle, autour de l'axe. On observe également que la zone de forte activité de la flamme est localisée entre 20 et 90 mm en aval de l'obstacle. Le fait que la flamme soit décrochée (« lifted flame ») à une certaine distance de l'injecteur, en l'occurrence à 20 mm, suggère que la région amont est, en moyenne, trop riche en carburant, et donc en dehors des limites d'inflammabilité. Ce comportement est caractéristique des flammes de diffusion [29]. Il est également intéressant de remarquer que les champs moyens de luminescence OH* (cf. figure 9.5), et de suie (figure 9.3) sont « complémentaires ». En effet, les régions de forte production de radical OH* sont caractérisées par de faible intensité d'incandescence, car les suies sont brûlées rapidement. À l'inverse, les régions de faible production de OH*, correspondant à des régions moins exothermiques et sont caractérisées par une persistance des suies. En figure 9.5, on remarque enfin que le champ de luminescence OH* n'est pas symétrique de part et d'autre de l'axe médian de la chambre (Y = 60 mm). En fait, la chaleur dégagée par le processus de combustion est plus élevée dans la partie basse du foyer. La dissymétrie de la flamme est directement corrélée avec la dissymétrie du brouillard observée précédemment.

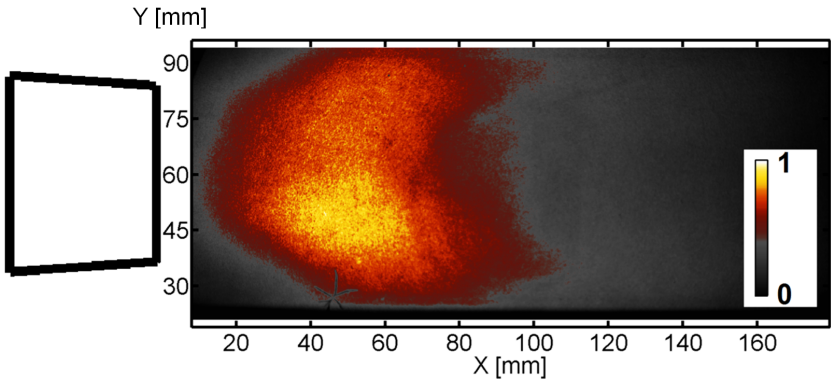


Figure 9.5 – Moyenne temporelle de l'intensité de luminescence OH* obtenue sur l'ensemble des visualisations (4 000 images, 1 kHz) - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Pour compléter l'analyse, on étudie les fluctuations de luminescence OH* dans la flamme (cf. figure 9.6). Ces fluctuations sont obtenues en appliquant un opérateur d'écart-type à l'ensemble des visualisations. On distingue alors clairement deux zones de fluctuations de part et d'autre de l'axe médian. D'après les simulations d'Erickson et al. (2006) [61], ces deux régions de fluctuations correspondent aux couches de cisaillement de la flamme, séparant l'écoulement « froid », de l'écoulement « chaud » qui est accéléré par la combustion. Les auteurs observent que le gradient de vitesse peut générer un enroulement de tourbillons au niveau de l'interface. Ce résultat a d'ailleurs été confirmé expérimentalement par Emerson et al. (2011) [60], toujours dans le cas d'un accroche-flamme, en

conditions réactives. Ils ont ainsi observé que le phénomène de disparition des allées de von Kármán (« instabilités absolues ») se fait au profit du développement d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz (« instabilités convectives »). Comme le suggèrent les instantanés 9.4, les zones de cisaillement semblent effectivement être le siège du développement d'instabilités. Sur la séquence sélectionnée, on notera que l'image 9.4 ($t_0 + 2$ ms) fait apparaître deux tourbillons dans la partie inférieure et supérieure de la chambre de combustion. Visuellement, ces tourbillons semblent convectés de manière symétrique vers l'aval (cf. image 9.4 ($t_0 + 3$ ms)). À première vue, ce comportement s'apparente au développement d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz, observées dans les travaux cités précédemment [61, 60]. Il reste désormais à déterminer dans quelle mesure les instabilités de Kelvin-Helmholtz agissent sur l'écoulement. Pour ce faire, des analyses spectrales ont été menées à partir du signal de chimiluminescence OH* mesuré dans les zones de cisaillement. Les résultats n'ont révélé aucun pic particulier de fréquence, ce qui traduit le caractère aléatoire et désorganisé de l'écoulement et corrobore le fait qu'aucune fréquence propre n'a été mise en évidence sur le spectre du signal de pression (cf. figure 9.1).

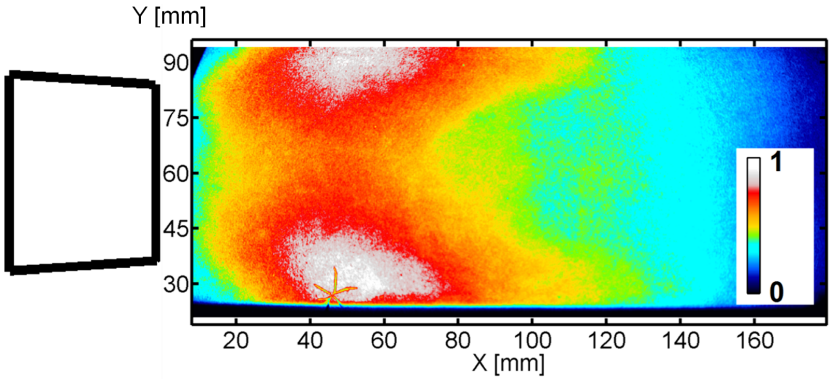


Figure 9.6 – Écart-type de l'intensité de luminescence OH* obtenu sur l'ensemble des visualisations (4 000 images, 1 kHz) - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

9.4 Résultats des mesures PDI

9.4.1 Comportement moyen de la phase dispersée

9.4.1.1 Cartographie de la chambre

Des mesures PDI ont été réalisées en conditions réactives afin de compléter la base de données de la configuration PROMÉTHÉE. Une cartographie de la chambre de combustion a été réalisée dans le plan médian du brouillard. La discrétisation spatiale est de 4 mm en abscisse et en ordonnée. Le domaine étudié est compris entre X = [9 ; 53] mm et Y = [36 ; 80] mm. Cette zone est limitée à cause de la contrainte géométrique des hublots, et de la contrainte sur le niveau de validation des mesures. D'après la figure 9.5, l'abscisse X = 9 mm correspond à la zone proche injecteur, en amont de la zone de réaction, alors que l'abscisse X = 53 mm correspond à une région fortement exothermique dans la

chambre de combustion. Grâce à ces données, il est donc possible d'analyser l'évolution des vitesses et des tailles de gouttes à travers la flamme.

En premier lieu, on observe que la fréquence d'acquisition des mesures PDI, qui est liée à la densité locale en gouttes, diminue significativement à travers la flamme. Ainsi, à X = 9 mm, la fréquence d'acquisition est d'environ 8 kHz, alors qu'à X = 53 mm, la fréquence est réduite à 600 Hz. Ce résultat montre donc que les gouttes ne sont pas toutes évaporées avant le front de flamme et qu'un certain nombre d'entre elles parvient à traverser la zone de réaction. Ceci traduit le caractère diphasique de la combustion.

On s'intéresse désormais au champ moyen du module 2D de la vitesse des gouttes (éq. 8.3). Sur la figure 9.7, les lignes de courant représentent les trajectoires moyennes des gouttes. Les couleurs indiquent les niveaux de vitesse. Sur ce champ, on constate une réduction progressive de la vitesse des gouttes à travers la flamme. Le tableau 9.2 précise les valeurs de vitesse des gouttes, intégrées selon la traversée verticale de la zone sondée de hauteur H_S, dans les deux sections de mesures. À partir de ces informations, on calcule un taux de décélération $TD = 35$ % (éq. 8.2). Le tableau 9.2 montre également une diminution d'environ 11 % du diamètre arithmétique moyen entre les deux sections de mesure. D'après Kuo (1986) [97], le diamètre arithmétique moyen étant représentatif du processus d'évaporation, cette réduction correspond au taux de consommation des gouttes à travers la flamme.

	X = 9 mm	X = 53 mm
$[\mathrm{U}_p]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{U}_p \cdot \mathrm{d}y$	28,8 m/s	18,6 m/s
$[\mathrm{D}_{10}]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{D}_{10} \cdot \mathrm{d}y$	44 µm	39 µm
$[\mathrm{D}_{32}]_y = \frac{1}{H_S}\int \mathrm{D}_{32} \cdot \mathrm{d}y$	56 µm	52 µm

Tableau 9.2 – Intégration du module de la vitesse moyenne (U_p), du diamètre arithmétique moyen (D_{10}) et du diamètre de Sauter moyen (D_{32}) des gouttes selon la traversée verticale de la zone sondée (hauteur H_S), pour deux abscisses X = {9 ;53} - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

9.4.1.2 Dissymétrie du spray

L'effet de dissymétrie du spray est particulièrement bien visible sur le champ moyen de vitesse (cf. figures 9.7), la vitesse des gouttes étant plus grande dans la partie basse de la chambre. Cette dissymétrie accentue le caractère hétérogène de la combustion dans la chambre. L'hétérogénéité de la structure de la flamme sera d'ailleurs exploitée dans la suite de ce travail, afin de montrer l'existence

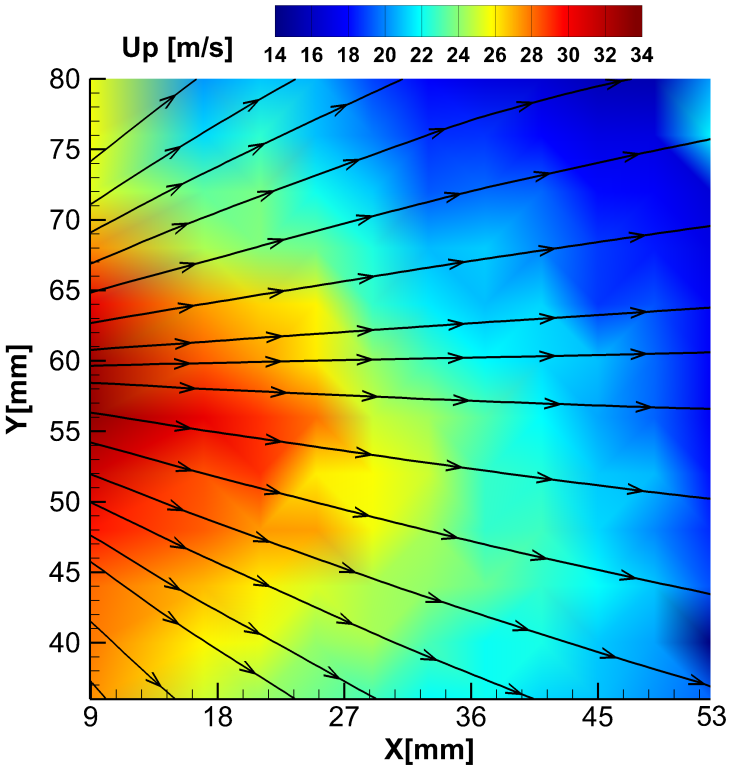


Figure 9.7 – Champ moyen du module de la vitesse des gouttes obtenu par cartographie PDI du foyer - Les lignes de courant représentent les trajectoires moyennes des gouttes - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

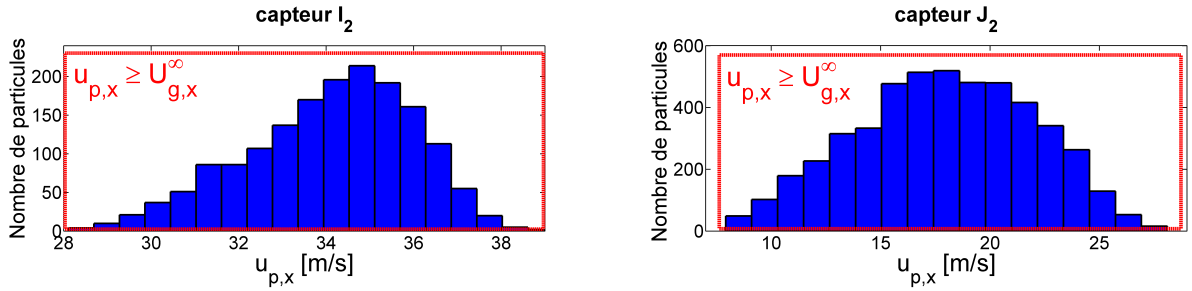
de différents régimes de combustion au moyen de visualisations (cf. section 10.2).

9.4.1.3 Distributions des vitesses de gouttes

La figure 9.8 présente les histogrammes des vitesses longitudinales instantanées des gouttes obtenus au niveau des capteurs $I_2(9\,;60)$ et $J_2(53\,;60)$ situés sur l'axe. La comparaison des deux distributions met en évidence un ralentissement de l'ensemble des gouttes entre les deux points de mesures. On notera que le ralentissement des gouttes est maximal sur l'axe de la chambre (cf. figure 9.10). Ce résultat suggère que les gouttes passent à travers la zone de recirculation et subissent des efforts de traînée plus importants.

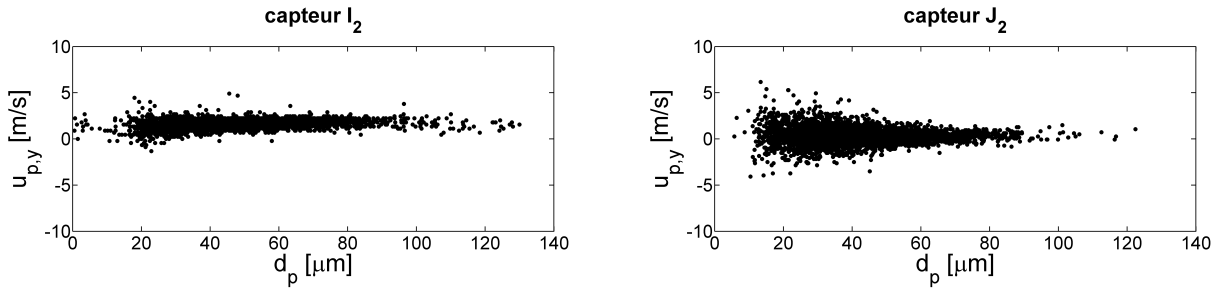
La figure 9.9 montre les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes au niveau des capteurs $I_2(9\,;60)$ et $J_2(53\,;60)$. En premier lieu, on note une légère augmentation de la dispersion des vitesses transversales des gouttes entre 9 et 53 mm. On remarque également, qu'au point $J_2(53\,;60)$, les amplitudes de vitesse sont plus faibles en conditions réactives ($\pm$ 5 m/s), qu'en conditions inertes ($\pm$ 10 m/s, cf. figure 8.7). Cette différence peut s'expliquer pour deux raisons :

1. les allées de von Kármán ont disparu en conditions réactives, or celles-ci favorisent la dispersion des gouttes en conditions inertes ;
2. le temps de relaxation moyen des gouttes est plus grand en conditions réactives car les petites gouttes disparaissent rapidement en sortie d'injecteur. De fait, si les gouttes sont plus inertielles, elles sont moins sensibles au mécanisme de dispersion turbulente.



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure 9.8 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - Domaine rouge : gouttes dont la vitesse longitudinale est supérieure ou égale à la vitesse débitante - *Point de fonctionnement nominal, réactif*



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure 9.9 – Nuages de points, sur l'ensemble des données PDI brutes, caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

9.4.2 Comparaisons des profils moyens inerte/réactif

9.4.2.1 Profils moyens de diamètres

En comparant les profils moyens de tailles de gouttes entre le cas non-réactif et le cas réactif, on observe qu'à la section 9 mm, le diamètre arithmétique moyen, et le diamètre moyen de Sauter, tous deux intégrés sur la hauteur de la chambre, correspondent respectivement à 33 µm et 49 µm,

contre 44 µm et 56 µm (cf. tableaux 8.1 et 9.2). De fait, les diamètres moyens sont plus grands en conditions réactives, à la sortie de l'injecteur. Pour comprendre ce phénomène, une étude statistique des distributions de taille de gouttes est menée. Les différents paramètres statistiques sont définis en annexe dans le tableau A.1.

Tout d'abord, on constate que le coefficient de variation, défini comme le rapport entre l'écart-type et la moyenne, est moindre en conditions réactives. Ceci signifie que le brouillard est moins polydisperse. Deuxièmement, le coefficient de dissymétrie (« moment coefficient of skewness ») †, est plus petit en écoulement réactif. Il en résulte une distribution de tailles de gouttes plus symétrique et décalée vers les plus grandes valeurs. Pour finir, le coefficient d'aplatissement (« sample excess kurtosis ») ‡ est également inférieur en conditions réactives. Ce dernier résultat peut s'interpréter par un resserrement de la distribution des diamètres à mesure que la température du milieu gazeux augmente. En conclusion, ces tendances montrent qu'en écoulement réactif, les petites gouttes disparaissent plus vite que les grosses gouttes ne s'évaporent. Il en résulte alors une augmentation des diamètres moyens en zone proche injecteur. Plus en aval, à travers la flamme, la taille des gouttes diminue (cf. tableau 9.2) jusqu'à disparition complète des gouttes en sortie de la chambre de combustion.

9.4.2.2 Profils moyens de vitesses

Afin de confronter les résultats réactifs avec le cas inerte, les profils de vitesses des gouttes ont été extraits aux sections 9 et 53 mm. Les comparaisons sont présentées en figure 9.10.

Premièrement, les résultats montrent une augmentation significative des amplitudes de vitesse longitudinale et transversale des gouttes dans les conditions réactives par rapport au cas inerte. Le tableau 9.3 indique le rapport des modules de vitesses des gouttes $[U_p]_y$ entre ces deux conditions d'essais. On constate que l'effet d'accélération est d'autant plus marqué que l'activité de la flamme est intense, notamment à 53 mm.

	X = 9 mm	X = 53 mm
$([U_p]_y)_{réactif} \,/\, ([U_p]_y)_{inerte}$	1,6	3

Tableau 9.3 – Rapport des modules de vitesses des gouttes (réactif/inerte), intégrés sur la hauteur de la zone sondée (hauteur H_S), pour deux abscisses X = {9 ;53} - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Deuxièmement, on constate que le taux de décélération des gouttes (éq. 8.2) est plus faible en

†. moment statistique d'ordre 3
‡. moment statistique d'ordre 4

conditions réactives (35 %) que celui mesuré en conditions inertes (65 %).

En résumé, les gouttes sont globalement plus rapides en conditions réactives et sont moins ralenties entre les deux sections de mesures étudiées. De ces observations, trois hypothèses peuvent être envisagées :

1. les gouttes sont plus inertielles en conditions réactives car les plus petites gouttes sont consommées plus vite que les grosses ne s'évaporent (D_{10} et τ_p plus grands) ;
2. la zone de recirculation est moins intense en conditions réactives, ce qui conduit à un plus faible écart de vitesse entre la phase gazeuse et la phase dispersée (force de traînée plus faible) ;
3. du fait de la diminution de la masse volumique en conditions réactives, les gaz opposent une moindre résistance au passage des gouttes (force de traînée plus faible).

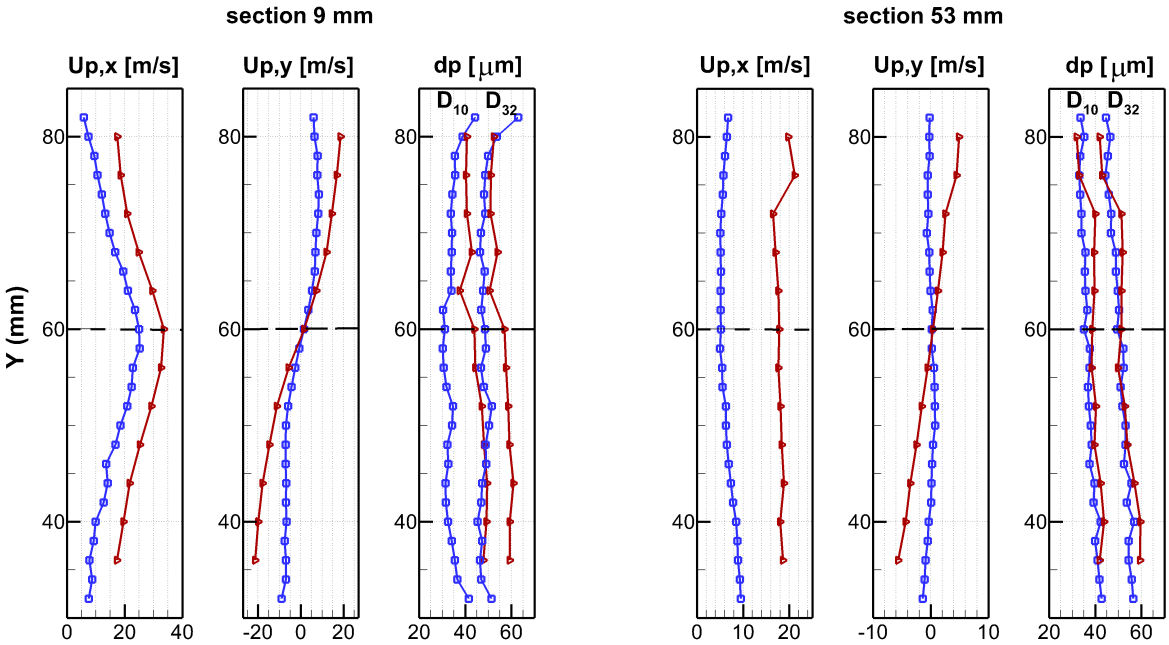


Figure 9.10 – Profils moyens de vitesses et de diamètres de gouttes, obtenus par mesures PDI dans le plan médian du brouillard, en conditions inertes (■), et en conditions réactives (▶) - Deux traversées verticales à X = {9 ;53} mm - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Conclusions sur ce chapitre

Ce chapitre a concerné l'étude expérimentale de l'écoulement diphasique réactif du montage PROMÉTHÉE, au *point de fonctionnement nominal*. L'analyse spectrale du signal de pression et les visualisations directes de l'écoulement ont mis en évidence la disparition totale des allées de von Kármán en conditions réactives. Les visualisations par chimiluminescence globale ont montré le caractère fortement instationnaire et turbulent de la flamme, mais n'ont révélé aucun comportement cohérent

(périodique), en accord avec les observations précédentes. Concernant la phase liquide, des mesures PDI ont été réalisées afin de construire une cartographie de la chambre de combustion (vitesses et tailles de gouttes). Les résultats de granulométrie ont montré, qu'en zone proche injecteur, les diamètres moyens des gouttes sont plus grands par rapport à ceux mesurés en conditions inertes. Ceci est dû au fait que les petites gouttes disparaissent plus vite que les grosses ne s'évaporent. Plus en aval, les gouttes traversant la flamme sont consommées et les diamètres moyens diminuent. Les résultats ont également montré que les gouttes sont accélérées en conditions réactives.

Chapitre 10

Identification des régimes de combustion diphasique

Sommaire

10.1 Étude statistique de la distribution spatiale de gouttes **160**
10.1.1 Présentation de la méthode 160
10.1.2 Synoptique du traitement d'images 160
10.1.3 Opérations statistiques 162
10.1.4 Choix de la taille de fenêtres d'analyse 163
10.1.5 Résultats dans les fenêtres d'analyse 164
10.1.6 Analyse et interprétation 168
10.2 Visualisations de la structure de flamme diphasique **173**

Dans ce chapitre, on cherche à identifier les régimes de combustion diphasique dans la chambre de combustion du montage PROMÉTHÉE, *au point de fonctionnement nominal*. Pour mettre en évidence ou non la présence de groupe de gouttes (ou « cluster »), nous allons dans un premier temps étudier, d'un point de vue statistique, la distribution spatiale des gouttes dans la chambre à partir de visualisations tomographiques du brouillard. Dans un second temps, on analysera la structure de la flamme diphasique au moyen de visualisations instantanées PLIF-OH/Mie (superposition des zones de réaction et des gouttes). On rappelle que les techniques de diagnostic optique et d'imagerie sont présentées en chapitre 6.

10.1 Étude statistique de la distribution spatiale de gouttes

10.1.1 Présentation de la méthode

Dans un foyer aéronautique, la répartition spatiale du carburant dépend de nombreux facteurs, comme les conditions en sortie du système d'injection, le mécanisme d'atomisation, la turbulence, les collisions, la coalescence et l'évaporation des gouttes. D'après Chigier et al. (1983) [45], en combustion, la distribution spatiale de gouttes jouerait un rôle prédominant sur l'apparition des différents régimes de combustion. Ainsi, une zone localement dense en gouttes aurait tendance à repousser le front de flamme vers l'extérieur, à cause d'une pénétration insuffisante en air. À l'inverse, des gouttes suffisamment éloignées les unes des autres pourraient brûler individuellement avec une flamme enveloppe autour d'elles. La distance inter-gouttes apparaît alors comme un paramètre essentiel dans l'analyse des régimes de combustion diphasique [48, 51, 45]. Par conséquent, la connaissance de lois statistiques gouvernant la distribution spatiale des gouttes serait particulièrement utile dans l'étude des écoulements turbulents impliquant une combustion diphasique hétérogène. L'objectif de cette section est de caractériser la répartition spatiale locale des gouttes dans la chambre de combustion du montage PROMÉTHÉE, en conditions réactives, au *point de fonctionnement nominal*.

Pour ce faire, une méthode expérimentale originale a été mise en place dans le cadre de cette thèse. L'originalité de la méthode réside dans l'utilisation de visualisations tomographiques, à haute définition, du brouillard de carburant. À partir de telles visualisations, nous verrons qu'il est possible d'extraire la position des gouttes sur chaque image, puis de réaliser des traitements statistiques sur l'ensemble des données pour, *in fine*, estimer localement la distance moyenne inter-gouttes. Dans cette étude, nous définissons la distance moyenne inter-gouttes comme l'espacement moyen entre chaque goutte et sa plus proche voisine. Cette définition s'inscrit dans une logique de description des interactions « goutte à goutte » [7, 132].

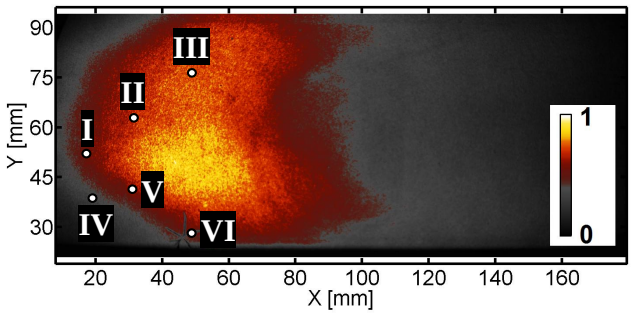
D'un point de vue pratique, cette étude a nécessité l'utilisation d'une caméra rapide Phantom V341 †, ainsi que d'un laser pulsé Quantronix Darwin-527 pour éclairer les gouttes dans le plan médian du brouillard, sur une épaisseur d'environ 1 mm. Les deux dispositifs ont été synchronisés à une fréquence de 1 kHz. Pour limiter le plus possible l'intégration du signal lumineux des suies, le temps d'exposition de la caméra a été réduit à 1 µs. Afin de garantir une détection optimale des gouttes lors du traitement, la définition des images a été optimisée à 35,2 px/mm.

10.1.2 Synoptique du traitement d'images

La méthode expérimentale que nous détaillons ici nécessite d'exécuter une succession d'opérations de traitement d'images qui sont particulièrement coûteux en ressource informatique et en temps. C'est pourquoi, l'analyse a été réalisée dans un nombre limité de zones au sein de la chambre de combustion.

†. dont la profondeur d'intensité lumineuse est de 12 bit/px (niveaux de 0 à 4 095)

La figure 10.1 présente la position des six fenêtres d'analyse retenues dans le plan médian du brouillard. Chaque fenêtre est définie par son centre numéroté de I à VI.



Fenêtres d'analyse plan médian (Z = 60 mm)
I $(17\ ;\ 52)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$
II $(31\ ;\ 63)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$
III $(49\ ;\ 76)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$
IV $(19\ ;\ 39)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$
V $(31\ ;\ 41)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$
VI $(49\ ;\ 28)_{\mathrm{X,Y\ [mm]}}$

Figure 10.1 – Champ moyen de chimiluminescence OH*, intégré sur la profondeur de la chambre - Positions des centres des fenêtres d'analyse - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

La figure 10.2 présente l'algorithme de traitement d'images exécuté à l'aide du logiciel Visilog. Par convention, chaque image, ou instantané, est indexée par un exposant « R » (pour « Repeated measurement »). La taille de la pile de visualisations, L^R, est égale à 2 000 images.

La première étape du traitement consiste à éliminer le « bruit » présent sur les visualisations, c.-à-d. supprimer les résidus du signal lumineux d'incandescence des suies. Pour cela, une opération de lissage est réalisée sur chaque image. La fonction BOXFILTER calcule la moyenne locale de luminance dans des fenêtres glissantes (16×16 px^2). Cette fonction agit en fait comme un filtre linéaire passe-bas :

$$O(x,y) = \sum_{i=-p}^{p} \sum_{j=-q}^{q} I(x-i, y-j) \tag{10.1}$$

avec I l'intensité initiale et O l'intensité finale d'une cellule. À l'issue de cette opération, l'image résultante (ou masque) est soustraite à l'image originale.

Ensuite, on réalise une opération de seuillage afin de supprimer les derniers résidus de l'image (ceux de faible intensité). L'opération de seuillage permet, en outre, de binariser l'image afin de préparer et de faciliter la détection des gouttes. Une étude de sensibilité des résultats, vis-à-vis des réglages, a permis de retenir un niveau de seuil bas $\lambda_1 = 85$ (sur 4 095 niveaux disponibles).

$$O(x,y) = \begin{cases} 1 & si \quad \lambda_1 \leq I(x,y) \\ 0 & si \quad \lambda_1 \geq I(x,y) \end{cases} \tag{10.2}$$

La seconde étape de l'algorithme de traitement d'images consiste à sonder, en abscisse et en ordonnée, l'image binaire afin de délimiter les bords de chaque goutte (domaine $\mathcal{D}$). Chaque goutte identifiée dans la fenêtre est indexée par un exposant « S » (pour « Sample »). Dès lors, en calculant les moments statiques d'ordre 1, il est possible de déterminer la position des barycentres des gouttes

sur l'image en cours de traitement :

$$\begin{cases} X^{R,S} = \dfrac{1}{A(x,y)} \iint_{\mathcal{D}} x \mathrm{d}x\mathrm{d}y \\ Y^{R,S} = \dfrac{1}{A(x,y)} \iint_{\mathcal{D}} y \mathrm{d}x\mathrm{d}y \end{cases} \tag{10.3}$$

avec $A(x,y)$ l'aire d'une goutte : $A(x,y) = \iint_{\mathcal{D}} \mathrm{d}x\mathrm{d}y$. Cette étape permet en outre d'extraire le nombre de gouttes N^R identifiées dans chaque fenêtre de l'image « R ». On définit alors la densité surfacique instantanée, n^R, comme le rapport du nombre de gouttes N^R repérées dans la fenêtre par la surface de cette fenêtre.

La dernière étape du traitement consiste à rechercher les gouttes voisines deux à deux. Cela revient à associer à chaque goutte « S » sa voisine la plus proche (notée « S* »). Finalement, la distance minimale inter-gouttes $D_i^{R,S}$ est obtenue en calculant la distance euclidienne séparant les gouttes voisines dans le plan (X,Y) :

$$D_i^{R,S} = \sqrt{(X^{R,S} - X^{R,S^\star})^2 + (Y^{R,S} - Y^{R,S^\star})^2} \qquad S \,\text{et}\, S^\star \in [1; N^R] \tag{10.4}$$

10.1.3 Opérations statistiques

À l'issue des traitements d'images, on réalise des opérations statistiques sur l'ensemble des images instantanées. On introduit notamment la densité surfacique moyenne de gouttes par fenêtre d'analyse $\bar{n}$ (nombre moyen de gouttes par unité de surface) comme :

$$\bar{n} = \frac{1}{L^R} \sum_{R=1}^{L^R} n^R \tag{10.5}$$

On définit également l'espérance de la distance inter-gouttes, $\mathbb{E}[D_i]$, comme l'espacement moyen entre chaque goutte et sa plus proche voisine dans une fenêtre d'analyse donnée :

$$\mathbb{E}[D_i] = \frac{1}{N} \sum_{R=1}^{L^R} \sum_{S=1}^{N^R} D_i^{R,S} \tag{10.6}$$

avec N le nombre total d'échantillons : $N = \sum_{R=1}^{L^R} N^R$ (nombre de gouttes total). Par extension, l'écart-type de la distance inter-gouttes s'exprime par la relation suivante :

$$SD[D_i] = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{R=1}^{L^R} \sum_{S=1}^{N^R} \left(D_i^{R,S} - \mathbb{E}[D_i] \right)^2} \tag{10.7}$$

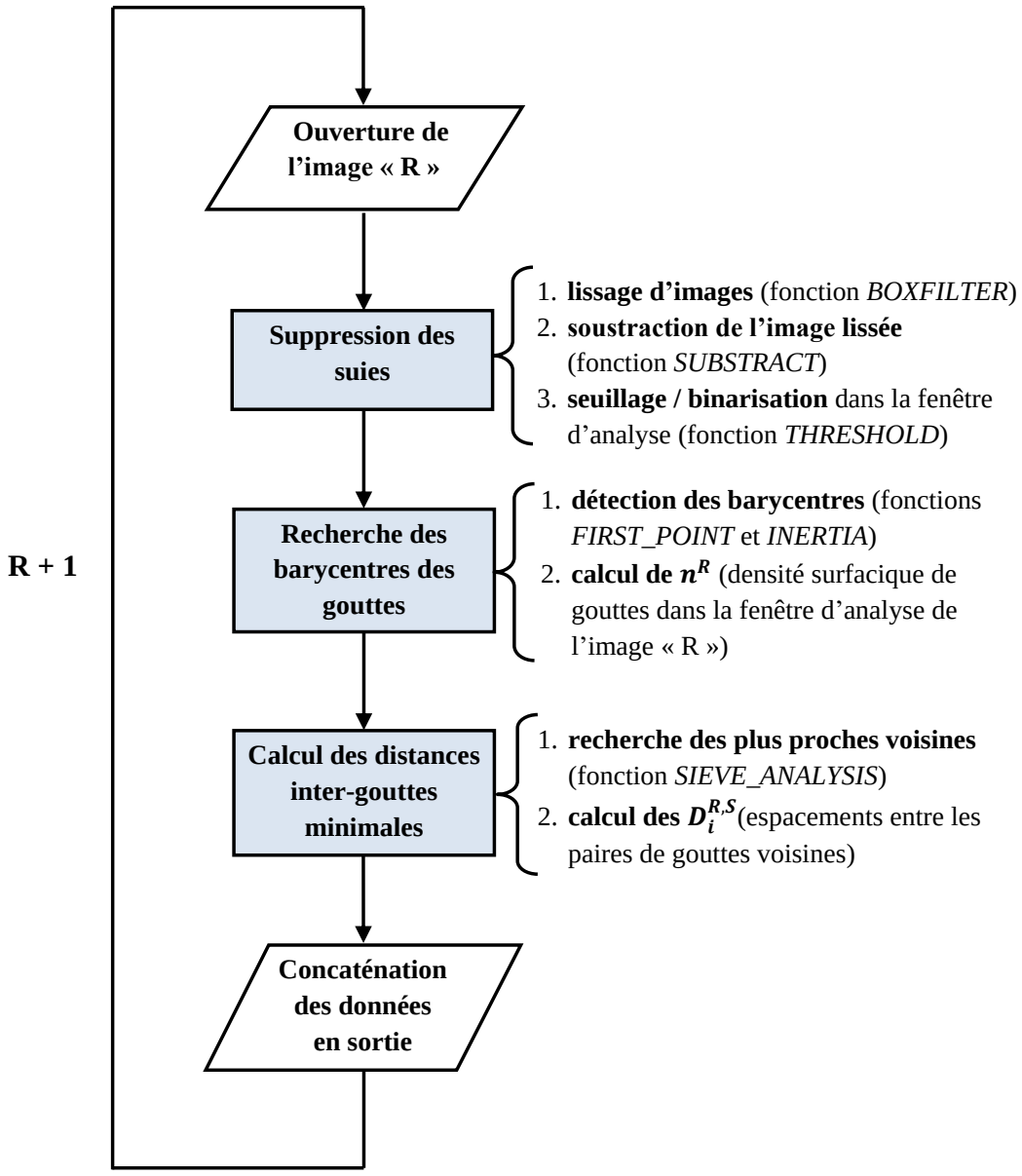


Figure 10.2 – Algorithme de traitement d'images des visualisations tomographiques afin de mesurer les distances inter-gouttes. L'analyse est réalisée à l'aide du logiciel Visilog

10.1.4 Choix de la taille de fenêtres d'analyse

Des résultats préliminaires ont mis en évidence l'inhomogénéité de la concentration en gouttes dans la chambre de combustion. Ainsi, la fenêtre I(17 ;52), située dans la région proche injecteur, correspond à une région dense en gouttes, alors que la fenêtre III(49 ;76), située dans la partie haute de la zone de réaction, correspond à une zone relativement diluée. Se pose alors la question du choix

de la taille de fenêtre d'analyse adaptée à la région étudiée, le compromis étant de conserver une mesure la plus locale possible, tout en ayant des échantillons suffisamment grands pour réaliser des analyses statistiques. Notre démarche consiste alors à définir, dans un premier temps, les dimensions des fenêtres à densités extrémales (I et III), puis à en déduire la taille des fenêtres intermédiaires (II, IV, V, VI). Précisons que la définition de la densité surfacique de gouttes n'a de sens que pour des fenêtres suffisamment grandes par rapport à la taille des gouttes. Les gouttes ayant des diamètres moyens de l'ordre de 50 µm, les fenêtres ne peuvent donc pas être plus petites que 500 × 500 µm^2 (> 10 fois la taille des gouttes). Un autre critère permet de définir la taille de fenêtre minimale en vérifiant que les résultats sont statistiquement convergés. Cette contrainte permet d'imposer, par exemple, un nombre total d'échantillons N > 10 000 gouttes.

Les tableaux 10.1 et 10.2, présentent les différentes tailles de fenêtres testées aux point I(17 ;52) et III(49 ;76). La première colonne indique les tailles de fenêtre en (µm^2) et les tailles d'échantillons associées (nombre total de gouttes). La seconde colonne présente la densité surfacique moyenne de gouttes, $\bar{n}$. La troisième colonne décrit la distribution expérimentale des distances inter-gouttes voisines D_i (µm). Ces distributions sont ajustées parmi une vingtaine de fonctions de probabilité couramment utilisées en ingénierie [†]. La fonction de densité de probabilité retenue est celle qui minimise la valeur du critère d'information bayésien (BIC [‡]) [158].

En premier lieu, on constate que la forme sous-jacente de la distribution D_i reste inchangée, et ce quelque soit la taille de la fenêtre. Toutefois, les résultats montrent que la taille de fenêtre conditionne l'estimation de la moyenne et de l'écart-type. En effet, plus la fenêtre est grande, plus les tailles d'échantillons sont conséquentes et plus les résultats sont précis. Toutefois, le gain en précision est atteint au détriment du niveau local de la mesure. Au point I(17 ;52), par exemple, la fenêtre 993 × 993 µm^2 est retenue car elle offre un bon compromis entre ces deux caractéristiques. Pour les mêmes raisons, une fenêtre de taille 5 673 × 5 673 µm^2 est retenue au point III(49 ;76).

10.1.5 Résultats dans les fenêtres d'analyse

Le tableau 10.3 regroupe l'ensemble des résultats obtenus dans les six fenêtres d'analyses. la première colonne du tableau renseigne le numéro de la fenêtre étudiée. On rappelle que les coordonnées du centre des fenêtres sont indiquées sur la figure 10.1. La deuxième colonne nous renseigne sur la taille de chaque fenêtre, ainsi que le nombre total de gouttes échantillonnées, sur les 2 000 images instantanées traitées. La troisième colonne correspond à la densité surfacique moyenne de gouttes ($\bar{n}$) mesurée sur l'ensemble des images. La quatrième colonne présente les caractéristiques de la distribution expérimentale des distances inter-gouttes voisines (D_i), à savoir la distribution qui offre le meilleur ajustement, l'espérance ($\mathbb{E}[D_i]$), et l'écart-type ($SD[D_i]$). Pour interpréter la valeur numérique de

†. Liste des distributions testées : Beta, Birnbaum-Saunders, Exponential, Extreme value, Gamma, Generalized extreme value, Generalized Pareto, Inverse Gaussian, Logistic, Log-logistic, Log-Normal, Nakagami, Normal Rayleigh, Rician, t localation-scale, Weibull [114]

‡. BIC = -2· ln(L) + K· ln(m), avec L la vraisemblance de la fonction, K le nombre de paramètres indépendants du modèle, m le nombre d'observations composant l'échantillon [155]

Taille fenêtre (Échantillons)	Densité surfacique moyenne de gouttes ($\bar{n}$)	Distribution (D_i) ($\mathbb{E}[D_i]$, $SD[D_i]$)
709 × 709 (20 270)	2 016	**Log-Normale** (183 , 64)
993 × 993 (38 000)	1 929	**Log-Normale** (178 , 61)
1 390 × 1 390 (74 200)	1 920	**Log-Normale** (171 , 58)

Tableau 10.1 – Influence de la taille de fenêtre au point I(17 ;52)$_{X;Y[mm]}$ - Taille fenêtre (µm^2), échantillons (nombre total de gouttes), $\bar{n}$ (nombre moyen de gouttes/cm^2), D_i (µm) - Caractéristiques retenues - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Taille fenêtre (Échantillons)	Densité surfacique moyenne de gouttes ($\bar{n}$)	Distribution (D_i) ($\mathbb{E}[D_i]$, $SD[D_i]$)
4 000 × 4 000 (13 090)	44	**Log-Normale** (952 , 842)
5 673 × 5 673 (27 900)	44	**Log-Normale** (860 , 721)
8 028 × 8 028 (58 800)	46	**Log-Normale** (806 , 653)

Tableau 10.2 – Influence de la taille de fenêtre au point III(49 ;762)$_{X;Y[mm]}$ - Taille fenêtre (µm^2), échantillons (nombre total de gouttes), $\bar{n}$ (nombre moyen de gouttes/cm^2), D_i (µm) - Caractéristiques retenues - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

l'espérance $\mathbb{E}[D_i]$, on introduit une échelle de référence D_i^{reg}, laquelle correspond à l'espacement inter-gouttes si la distribution spatiale de gouttes était parfaitement régulière (gouttes équidistantes). Ce paramètre théorique se calcule à partir des densités surfaciques instantanées, selon la relation suivante :

$$D_i^{reg} = \frac{1}{L^R} \sum_{R=1}^{L^R} (n^R)^{-1/2} \tag{10.8}$$

Les valeurs numériques de la distance D_i^{reg} sont indiquées dans la cinquième colonne du tableau 10.3. Enfin, la dernière colonne du tableau présente le paramètre de distance moyen, $\bar{C}$, défini comme le rapport de l'espacement moyen entre gouttes voisines par leur diamètre arithmétique moyen. Des études antérieures ont montré que ce paramètre adimensionnel est important puisqu'il pilote la vitesse de propagation d'un front de flamme en écoulement diphasique [86, 173]. Ce paramètre permet en outre de quantifier le niveau d'interaction entre gouttes voisines [7]. D'après Crowe et al. (2011) [54], lorsque $\bar{C} \geq 10$, on peut considérer que les gouttes se comportent comme des gouttes isolées (pas d'interaction « goutte à goutte »). Ajoutons que, dans la plupart des foyers aéronautiques [51, 37], les régimes se situent dans l'intervalle $\bar{C} \approx [5\,;\,40]$. Comme le montre le tableau 10.3, dans la configuration PROMÉTHÉE, le paramètre de distance varie de 4 à 22. Par la suite, dans la section 10.2, nous analysons la structure de flamme diphasique, au moyen de visualisations PLIF-OH/Mie, pour mettre en évidence l'apparition de différents régimes de combustion au sein du brouillard.

L'analyse des résultats du tableau 10.3 montre, tout d'abord, que la concentration en gouttes diminue fortement à travers la flamme. Ainsi, au point III(49 ;76), on mesure une densité surfacique moyenne de gouttes 44 fois plus petite que celle mesurée au point I(17 ;52). Notons par ailleurs qu'au point III(49 ;76), le densité surfacique moyenne de gouttes est 20 fois plus petite en conditions réactives qu'en conditions inertes (cf. annexe, tableau E.1).

Les données montrent que l'espacement moyen entre gouttes voisines augmente à mesure que la concentration locale en gouttes diminue. Cette observation traduit la relation de proportionnalité qui existe entre les deux paramètres :

$$\mathbb{E}[D_i] \propto \bar{n}^{-1/2} \tag{10.9}$$

Dans le tableau 10.3, il est intéressant de remarquer que l'espacement régulier est toujours supérieur à la distance inter-gouttes expérimentale ($D_i^{reg} > \mathbb{E}[D_i]$). Ce résultat suggère donc que les gouttes ne sont pas distribuées de manière régulière dans la chambre de combustion. Par conséquent, l'hypothèse simplificatrice, faite dans le cadre de la modélisation des régimes de combustion diphasique, selon laquelle la distribution spatiale de gouttes est régulière dans un brouillard n'est pas vérifiée dans notre configuration [48, 51, 37, 9].

En dernier lieu, on constatera que les distributions expérimentales des distances inter-gouttes peuvent être approchées à l'aide d'une distribution Log-Normale (Log-$\mathcal{N}$) ; c.-à-d. des distributions

Point	Taille fenêtre (Échantillons)	Densité surfacique moyenne de gouttes ($\bar{n}$)	Distribution (D_i) ($\mathbb{E}[D_i]$, $SD[D_i]$)	D_i^{reg}	$\bar{C} = \frac{\mathbb{E}[D_i]}{D_{10}}$
I	993 × 993 (38 000)	1 929	**Log-Normale** (178 , 61)	232	4
II	3 319 × 3 319 (56 100)	258	**Log-Normale** (365 , 217)	677	9
III	5 673 × 5 673 (27 900)	44	**Log-Normale** (860 , 721)	1 745	22
IV	2 837 × 2 837 (33 900)	215	**Log-Normale** (387 , 245)	776	9
V	1 986 × 1 986 (37 600)	477	**Log-Normale** (284 , 148)	482	7
VI	5 673 × 5 673 (76 300)	120	**Log-Normale** (503 , 331)	994	12

Tableau 10.3 – Synthèse des résultats expérimentaux portant sur la distribution spatiale de gouttes - Taille fenêtre [µm^2], échantillons [nombre total de gouttes], $\bar{n}$ [nombre moyen de gouttes/cm^2], D_i [µm] : distance inter-gouttes mesurée expérimentalement, distribution Log-Normale : résultat de l'ajustement des données expérimentales (minimisation du critère BIC [155]), D_i^{reg} [µm] : distance inter-gouttes si la répartition était régulière (gouttes équidistantes), $\bar{C}$ [-] : paramètre de distance moyen - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

asymétriques décalées vers les petites valeurs de distance inter-gouttes D_i. Cette distribution s'exprime comme :

$$\text{Log-}\mathcal{N}(D_i) = \frac{1}{D_i}\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{(\ln(D_i)-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{10.10}$$

avec les paramètres μ et σ qui représentent la moyenne et l'écart-type du logarithme de la variable D_i. On montre que l'espérance $\mathbb{E}[D_i]$ et l'écart-type $\text{SD}[D_i]$ s'expriment alors :

$$\begin{cases} \mathbb{E}[D_i] = \exp\left(\mu + \frac{1}{2}\sigma^2\right) \\ \text{SD}[D_i] = \mathbb{E}[D_i]\sqrt{\exp(\sigma^2) - 1} \end{cases} \tag{10.11}$$

La qualité de l'ajustement des données expérimentales et de la loi Log-Normale est illustrée sur la figure 10.3 pour les six fenêtres d'analyse. Par ailleurs, on notera qu'un résultat similaire est observé en conditions non-réactives (cf. annexe, tableau E.1).

Sur la figure 10.3, on a également représenté la distribution théorique de Hertz-Chandrasekhar qui caractérise la distribution des distances inter-gouttes voisines, D_i, en présupposant une distribution spatiale de gouttes parfaitement aléatoire, suivant une loi de Poisson (cf. section 14.1). Dans un plan 2D, la distribution de Hertz-Chandrasekhar, notée $\mathcal{H}$, s'exprime par la relation suivante :

$$\mathcal{H}(D_i) = 2\pi\bar{n}D_i \cdot \exp\left(-\pi\bar{n}D_i^2\right) \tag{10.12}$$

La comparaison entre la distribution expérimentale et la distribution aléatoire théorique (Hertz-Chandrasekhar) montre, à l'exception du point I(17 ;52), des similitudes intéressantes entre ces deux distributions pour les points étudiés. Toutefois, à ce stade, il est impossible de conclure sur le caractère aléatoire de la distribution spatiale de gouttes dans le montage PROMÉTHÉE, puisque la distribution de Hertz-Chandrasekhar est obtenue dans un cadre théorique particulier, à savoir un domaine infini, parfaitement plan et à densité uniforme. Or, nos données expérimentales sont obtenues à partir d'un lot d'images instantanées de petites dimensions, dans une nappe laser d'épaisseur non nulle et dont la densité surfacique de gouttes présente des variations temporelles (variations d'une image à l'autre). De fait, pour être en mesure de conclure sur le caractère aléatoire ou non de la distribution spatiale de gouttes dans notre configuration expérimentale, une étude numérique est menée dans la suite de ce chapitre.

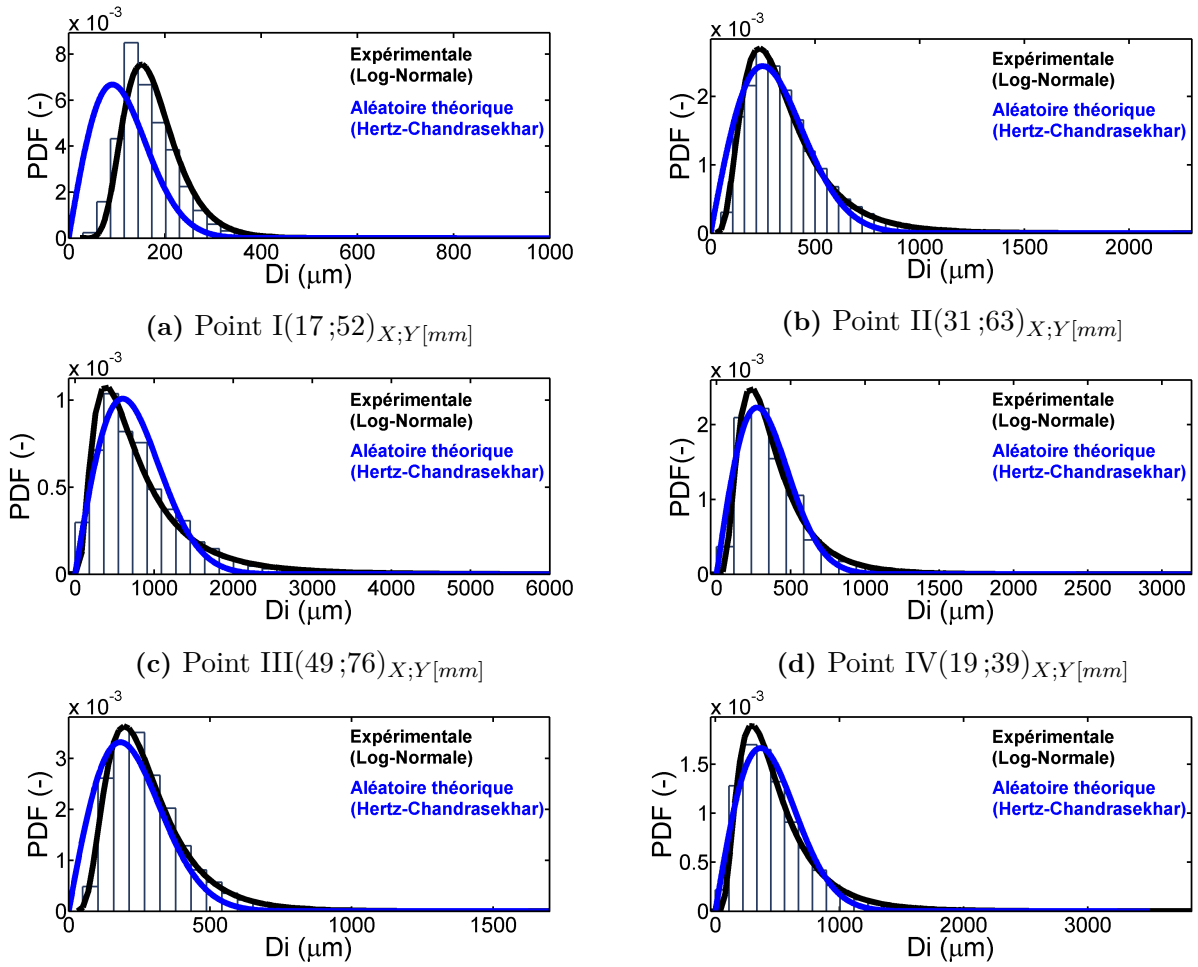
10.1.6 Analyse et interprétation

Précédemment, nous avons montré, d'une part, l'inégalité suivante : $\mathbb{E}[D_i] < D_i^{reg}$, c.-à-d. un espacement moyen entre gouttes voisines plus petit que l'espacement régulier, et, d'autre part, que la distribution expérimentale s'apparente à la distribution aléatoire théorique de Hertz-Chandrasekhar. On souhaite ici approfondir cette seconde observation.

La démarche consiste à comparer la distribution spatiale de gouttes obtenue expérimentalement avec une distribution parfaitement aléatoire traitée de la même manière que dans l'expérience, c.-à-d. avec des fenêtres de tailles identiques, et en prenant en compte l'effet de projection des gouttes dans le plan. Pour cela, un programme de simulations Monte-Carlo [†] a été mis en œuvre dans le cadre de ce travail. Une description du programme et sa validation sur des cas d'épreuves théoriques sont présentées en section 14.1. Ici, le programme est utilisé pour générer des positions aléatoires de gouttes dans des fenêtres d'analyse identiques aux fenêtres expérimentales (mêmes tailles et d'épaisseur 1 mm [‡]). À partir de ces images artificielles, on projette la position des gouttes dans le plan (X,Y) et on réalise des analyses statistiques sur la distance entre gouttes voisines D_i. Pour simplifier l'analyse, les

†. méthode basée sur des tirages aléatoires

‡. c'est approximativement l'épaisseur de la nappe laser utilisée pour éclairer les gouttes



(a) Point I(17 ;52)$_{X;Y[mm]}$

(b) Point II(31 ;63)$_{X;Y[mm]}$

(c) Point III(49 ;76)$_{X;Y[mm]}$

(d) Point IV(19 ;39)$_{X;Y[mm]}$

(e) Point V(31 ;41)$_{X;Y[mm]}$

(f) Point VI(49 ;28)$_{X;Y[mm]}$

Figure 10.3 – Densités de probabilité des distances inter-gouttes D_i obtenues en différents points de la chambre de combustion - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

simulations ont été réalisées en fixant la densité volumique moyenne de gouttes $\overline{n_l}$ (nombre moyen de gouttes par unité de volume) de sorte que l'on retrouve, après l'étape de projection, la même densité surfacique moyenne de gouttes $\bar{n}$ que dans les fenêtres d'analyse expérimentales. En posant l la taille d'une fenêtre d'analyse carrée et ϵ l'épaisseur de la nappe laser ($\sim$ 1 mm), on montre que l'égalité suivante est respectée :

$$l^2 \cdot \epsilon \cdot \overline{n_l} = l^2 \cdot \bar{n} \tag{10.13}$$

Cette expression traduit la relation qu'il existe entre la densité volumique moyenne de gouttes ($\overline{n_l}$)

et la densité surfacique moyenne ($\bar{n}$). Il s'ensuit :

$$\overline{n_l} = \frac{\bar{n}}{\epsilon} \tag{10.14}$$

Dans les six fenêtres d'analyse étudiées, la densité volumique de gouttes est comprise entre [440 ; 19 290] gouttes /cm^3. Cet intervalle peut également être traduit en terme de fraction de volume liquide α_l, en utilisant l'expression qui suit :

$$\alpha_l = \frac{\pi}{6} \cdot \overline{n_l} \cdot d_p^3 \tag{10.15}$$

avec d_p le diamètre des gouttes (diamètre moyen $D_{10} \approx 42$ µm). En conditions réactives, la fraction de volume liquide est alors comprise entre $\mathcal{O}\left(10^{-5}\right)$ et $\mathcal{O}\left(10^{-3}\right)$. Cette plage se situe entre le régime dilué et le régime modérément dense selon la classification des brouillards de Simonin et al. (2002) [160].

On rappelle que dans les données expérimentales la densité surfacique de gouttes mesurée dans les fenêtres d'analyse varie au cours du temps. De fait, pour comparer les résultats expérimentaux et numériques entre eux, il a été choisi de conditionner les données de manière identique. Ce conditionnement est obtenu en appliquant les opérateurs d'espérance et d'écart-type uniquement aux images dont la densité surfacique instantanée est comprise entre ± 10 % de la densité surfacique moyenne dans la fenêtre étudiée (soit ± 10 % $\bar{n}$). On définit alors l'opérateur d'espérance conditionnel $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}]$, lequel représente la moyenne des distances inter-gouttes pour une densité $\bar{n}$ fixée :

$$\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] = \frac{1}{N_{|\bar{n}}} \sum_{R=1}^{L^R|\bar{n}} \sum_{S=1}^{N^R|\bar{n}} D_i^{R,S} \tag{10.16}$$

où $N_{|\bar{n}}$, $N_{|\bar{n}}^R$, $L_{|\bar{n}}^R$ correspondent respectivement au nombre total de gouttes, le nombre de gouttes par image « R », la taille de la pile d'images, conditionnés pour une valeur fixe $\bar{n}$.

De la même manière, on définit l'opérateur d'écart-type par la relation suivante :

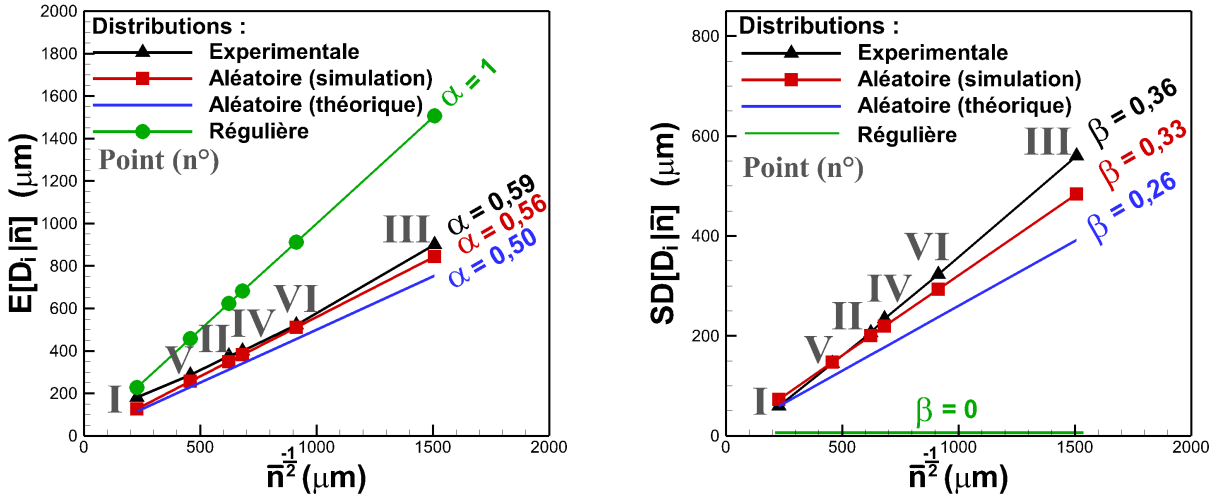
$$SD[D_i \mid \bar{n}] = \sqrt{\frac{1}{N_{|\bar{n}}} \sum_{R=1}^{L^R|\bar{n}} \sum_{S=1}^{N^R|\bar{n}} \left(D_i^{R,S} - \mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}]\right)^2} \tag{10.17}$$

Nous avons constaté que le conditionnement entraîne une réduction de l'écart-type : $SD[D_i \mid \bar{n}] < SD[D_i]$, mais n'entraîne aucun changement sensible sur la valeur de l'espérance : $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] \approx \mathbb{E}[D_i]$.

Les figures 10.4(a) et 10.4(b) regroupent l'ensemble des résultats obtenus dans les six fenêtres d'analyse. Les courbes noires correspondent aux données expérimentales. Les courbes rouges correspondent aux résultats des simulations Monte-Carlo. Les courbes bleues correspondent aux distributions aléatoires théoriques de Hertz-Chandrasekhar (cf. éq. 10.12). Enfin, la distribution régulière est représentée par des courbes vertes.

Sur la première de ces figures, qui présente la dépendance entre $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}]$ et $\bar{n}^{-1/2}$, on observe une dépendance linéaire entre ces deux termes pour l'ensemble des distributions. Le même constat est fait entre $SD[D_i \mid \bar{n}]$ et $\bar{n}^{-1/2}$ (cf. figure 10.4(b)). On peut donc écrire les relations de proportionnalité suivantes :

$$\begin{cases} \mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] = & \alpha \cdot \bar{n}^{-1/2} \\ SD[D_i \mid \bar{n}] = & \beta \cdot \bar{n}^{-1/2} \end{cases} \tag{10.18}$$



(a) (b)

Figure 10.4 – **(a)** Espacement moyen des distances entre gouttes voisines en fonction de la densité surfacique à la puissance moins un demi **(b)** Écart-type des distances entre gouttes voisines en fonction de la densité surfacique à la puissance moins un demi. ▶ : distribution expérimentale, — : distribution aléatoire uniforme théorique de Hertz-Chandrasekhar (cf. éq. 10.12), ■ : distribution aléatoire uniforme obtenue par simulation Monte-Carlo, — : distribution régulière (gouttes équidistantes) - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Plusieurs enseignements peuvent être tirés de l'analyse de ces figures. En premier lieu, on constate que la distribution régulière ne permet pas de représenter convenablement la distribution expérimentale. En effet, la distribution régulière surestime l'espacement moyen entre gouttes et suppose, par définition, un écart-type des distances inter-gouttes égal à zéro. Comparativement, la distribution aléatoire apparaît beaucoup plus réaliste. Il est notable que les simulations Monte-Carlo restituent globalement bien les résultats expérimentaux (les pentes sont quasiment identiques). On peut donc supposer que les gouttes sont distribuées de manière aléatoire dans les fenêtres d'analyse expérimentales. Ici, aucun élément ne permet de mettre en évidence un effet de « clustering » de gouttes † mais,

†. espacement moyen entre gouttes inférieur à celui d'une distribution parfaitement aléatoire (cf. section 14.2)

au contraire, un comportement équivalent au « chaos moléculaire ». Dans la section 14.2, on montrera que la distribution spatiale des gouttes tend vers une distribution parfaitement aléatoire lorsque le temps de relaxation des gouttes est grand devant le temps caractéristique de l'échelle intégrale de la turbulence ($\tau_p > \tau_t$). Malheureusement, le manque de données expérimentales portant sur la phase gazeuse en conditions réactives ne permet ni de corroborer, ni d'infirmer cette hypothèse dans le cas présent.

10.1.6.1 Estimation des erreurs de mesures

On souhaite ici discuter de la précision des mesures de distances entre gouttes présentées précédemment. Deux sources d'erreur possibles sont considérées : les erreurs liées à la définition des images et celles liées au traitement des données.

Erreurs liées à la définition des images On rappelle que la définition des images utilisées ici est de 35,2 px/mm. On souhaite estimer l'erreur commise lors de la détermination de la position du barycentre de chaque goutte. Une fois l'image binarisée (pixel = 0 ou 1), deux cas de figure peuvent être envisagés :

1. les gouttes ayant une taille réelle inférieure au pixel (soit 28 µm) apparaissent sur un pixel entier, ce qui implique une erreur maximale d'un demi pixel (soit 14 µm) sur la position de leur barycentre ;
2. les gouttes dont la taille réelle est supérieure au pixel, sont visibles sur plusieurs pixels, ce qui implique une erreur maximale de $\sqrt{2}/2$ pixel (soit 20 µm) sur la position de leur barycentre.

Il s'ensuit alors une erreur maximale de 40 µm sur l'estimation de la distance entre deux gouttes voisines. À noter que cette erreur maximale concerne le cas le plus défavorable et donne une idée de la limite haute d'erreur commise par ce premier biais.

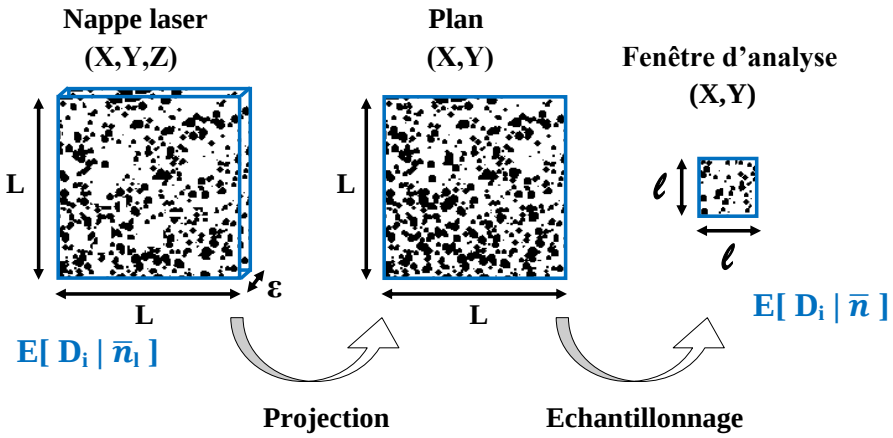


Figure 10.5 – Erreurs générées lors de la phase de traitement des viusalisations tomographiques

Erreurs faites lors de la phase de traitement Pour estimer les biais induits lors de la phase de traitement des visualisations tomographiques, notre démarche consiste à réaliser des cas d'épreuves numériques à l'aide du programme de simulations Monte-Carlo, présenté en figure 14.1. Deux types de simulations sont mises en œuvre. D'un côté, on génère des distributions spatiales aléatoires de gouttes dans une nappe laser (grandes dimensions et d'épaisseur 1 mm) et on compare les résultats avec ou sans projection des gouttes dans le plan (X,Y). Grâce à ce type de simulations, il est possible de calculer l'effet de projection (cf. figure 10.5). De l'autre côté, on calcule l'erreur commise lors du passage d'un plan de grandes dimensions à une fenêtre d'analyse plus petite taille. C'est l'effet d'échantillonnage cf. (figure 10.5). L'erreur globale que l'on cherche à calculer correspond alors à l'écart entre l'espacement moyen entre gouttes voisines mesuré dans un volume (nappe laser), $\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}]$, et l'espacement moyen mesuré dans un plan après projection et échantillonnage, $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}]$.

Afin de calculer les erreurs commises dans chaque fenêtre d'analyse expérimentale, les informations sur la taille des fenêtres et la densité surfacique moyenne sont utilisées comme des conditions d'entrée des calculs. Le tableau 10.4 présente, pour chacune des fenêtres d'analyse, une estimation de l'erreur globale faite sur la valeur de la distance moyenne entre gouttes voisines lors de la procédure de traitement, ainsi que la contribution de chaque effets (projection et échantillonnage). À noter que l'erreur globale est calculée comme le produit des deux contributions d'erreur.

Au vu des résultats, on constate que les deux effets, à savoir la projection et l'échantillonnage, influent de manière opposée sur la valeur $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}]$, l'effet de projection tendant à minorer cette valeur, et l'effet d'échantillonnage tendant à la majorer. Dans le cas présent, c'est l'effet de projection qui semble le plus pénalisant en terme de précision. À l'exception de la fenêtre I, qui est beaucoup plus « cubique » (tridimensionnelle) que les autres, on observe une erreur moyenne d'environ 20 % en valeur absolue. À noter que nous avons supposé une distribution spatiale de gouttes parfaitement aléatoire pour calculer les erreurs expérimentales, ce qui n'est pas exactement vérifié. En toute rigueur, ces erreurs ne sont donc que des estimations.

Pour conclure, on souhaite proposer quelques perspectives d'amélioration de la mesure de la distance entre gouttes voisines à partir de visualisations tomographiques. Le premier défi serait de parvenir à réduire davantage l'épaisseur de la nappe laser afin de mesurer plus précisément la densité surfacique de gouttes. La seconde solution serait, pour une fenêtre d'analyse donnée, de traiter également les fenêtres adjacentes pour supprimer les situations où la plus proche voisine ne se trouve pas dans la fenêtre étudiée, tout en gardant une analyse locale. L'inconvénient majeur de cette solution est l'augmentation de la durée de traitement (9 fois plus en l'occurrence).

10.2 Visualisations de la structure de flamme diphasique

En section 4.4, nous avons présenté une sélection d'études expérimentales portant sur la combustion diphasique aérobie. À partir de ces travaux, il apparaît qu'un dispositif de mesures synchronisées, permettant de visualiser simultanément les gouttes et les zones de réaction, offre des perspectives

Point	Erreur de l'effet de projection	Erreur de l'effet d'échantillonnage	**Erreur globale** $\mathbb{E}[\boldsymbol{D_i} \mid \overline{\boldsymbol{n}}]$ **vs** $\mathbb{E}[\boldsymbol{D_i} \mid \overline{\boldsymbol{n_l}}]$
I	− 45 %	+ 10 %	− **39** %
II	− 22 %	+ 8 %	− **16** %
III	− 4 %	+ 21 %	+ **16** %
IV	− 20 %	+ 11 %	− **12** %
V	− 31 %	+ 10 %	− **23** %
VI	− 12 %	+ 7 %	− **6** %

Tableau 10.4 – Estimations de l'erreur expérimentale faite sur le paramètre $\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}]$ et contribution des deux effets (projection et échantillonnage). Estimations calculées au moyen de simulations Monte-Carlo, en supposant une distribution aléatoire de gouttes

intéressantes pour décrire la topologie des flammes diphasiques, et, *a fortiori* pour mettre en évidence l'existence des régimes de combustion [5, 4, 20, 19]. On remarquera qu'un tel dispositif optique a été mis en œuvre sur des écoulements diphasiques prémélangés et fortement dilués, qui ne sont donc pas représentatifs des écoulements rencontrés dans les foyers aéronautiques [20, 19]. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi, d'une part, de mettre en œuvre un montage d'essais en combustion diphasique non-prémélangée et, d'autre part, de mettre en place un dispositif de mesures permettant de visualiser simultanément le brouillard de gouttes et les zones de réaction. Notre choix s'est alors porté sur la combinaison de techniques de diagnostics optiques planaires, telles que la tomographie laser (diffusion de Mie) et la fluorescence induite par plan laser (PLIF-OH), afin d'exploiter la propriété « bidimensionnelle » du montage expérimental. Une description détaillée du dispositif de mesures simultanées PLIF-OH/Mie est présentée en section 6.4.

Afin de maximiser la définition des images, deux fenêtres de visualisations (A et B) ont été définies. Les deux fenêtres correspondent respectivement à la partie haute et la partie basse du foyer. Le taux de recouvrement des fenêtres est égal à 10 %. La figure 10.6 présente la juxtaposition des champs moyens de PLIF-OH en aval de l'accroche-flamme. Les positions des fenêtres d'analyse, numérotées de I à VI, sont également indiquées. Trois constats peuvent être tirés à partir de cette image.

Premièrement, on observe que la flamme n'est pas symétrique de part et d'autre de l'axe médian du foyer (Y = 60 mm). En effet, les intensités lumineuses des radicaux OH sont plus importantes en partie basse de la chambre. La dissymétrie de la flamme est donc directement corrélée avec la dissymétrie du brouillard. Deuxièmement, il est clair que la topologie de la flamme révélée par visualisation PLIF-OH est très différente de celle obtenue au moyen de visualisation par chimiluminescence globale (cf. figure 10.1). Le fait est que la mesure de chimiluminescence est une mesure 3D, c.-à-d. elle intègre les émissions spontanées de radical OH* sur la profondeur de la chambre, contrairement à la mesure PLIF-OH qui est planaire. Ces observations montrent que la flamme a une structure tridimensionnelle

complexe. Une reconstruction, plan par plan, permettrait d'étudier toute la structure interne de la flamme. Faute de temps, une telle reconstruction n'a pas pu être réalisée. En conséquence, les visualisations présentées dans la suite concernent uniquement les mesures obtenues dans le plan médian du brouillard, au *point de fonctionnement nominal*.

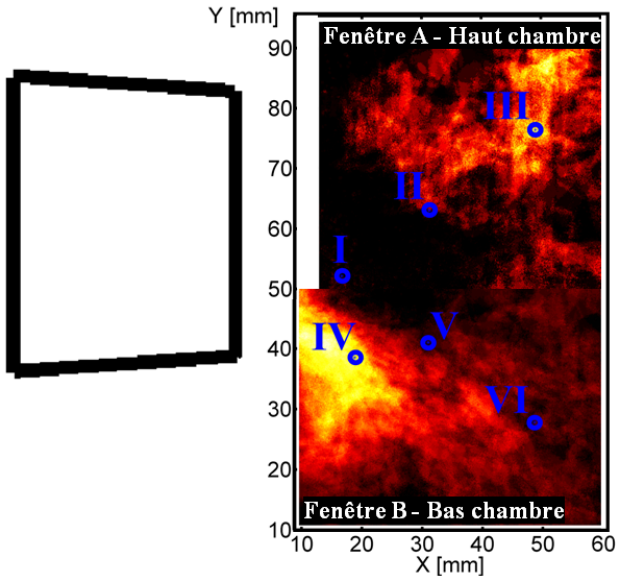


Figure 10.6 – Champ moyen de PLIF-OH, illustrant une vue en coupe de la flamme dans le plan médian de la chambre de combustion, en aval de l'accroche-flamme - *Point de fonctionnment nominal, réactif*

Les figures 10.7 et 10.8 présentent des vues en coupe instantanées de la flamme, respectivement dans la partie haute et basse de la chambre. Les images superposent la position des gouttes (en blanc) et la position des zones réactives (en rouge). Les positions des fenêtres d'analyse sont également indiquées. En premier lieu, on observe que le nombre de gouttes est relativement important en zone proche injecteur et qu'il décroît fortement à travers la flamme. L'écoulement présente de fortes hétérogénéités, tant sur la répartition spatiale de gouttes que sur la position des zones de réaction. Les séquences d'images instantanées montrent que le brouillard et la flamme évoluent au cours du temps, ce qui traduit le caractère instationnaire de l'écoulement diphasique réactif.

Les visualisations portant sur la partie haute du foyer (cf. figure 10.7) montrent que les gouttes et les zones de réaction coexistent, ce qui signifie qu'une partie des gouttes parvient à traverser le front de flamme. Sur les images instantanées, la flamme semble discontinue et fragmentée en « poches réactives » (ou poches de gaz brûlés). Ces poches ont une taille caractéristique comprise entre quelques millimètres et plusieurs dizaines de millimètres. On remarque qu'elles présentent des contours fortement plissés, ce qui traduit des interactions entre la combustion et la turbulence. Sur les images 10.7, la présence de zones non-réactives dans le spray est également notable. Ce comportement peut s'ex-

pliquer par des conditions locales trop riches ou trop pauvres en vapeur de carburant et qui peuvent conduire à des extinctions locales de la flamme. Il est cependant difficile de vérifier cette hypothèse puisque l'information sur la concentration locale en carburant est manquante. En dernier lieu, on remarquera que ce comportement de flamme discontinue organisée en poches réactives (ou de gaz brûlés) s'apparente au régime de « combustion de poches » qui a été proposé par Kerstein et al. (1982) [87] (cf. section 4.3.3).

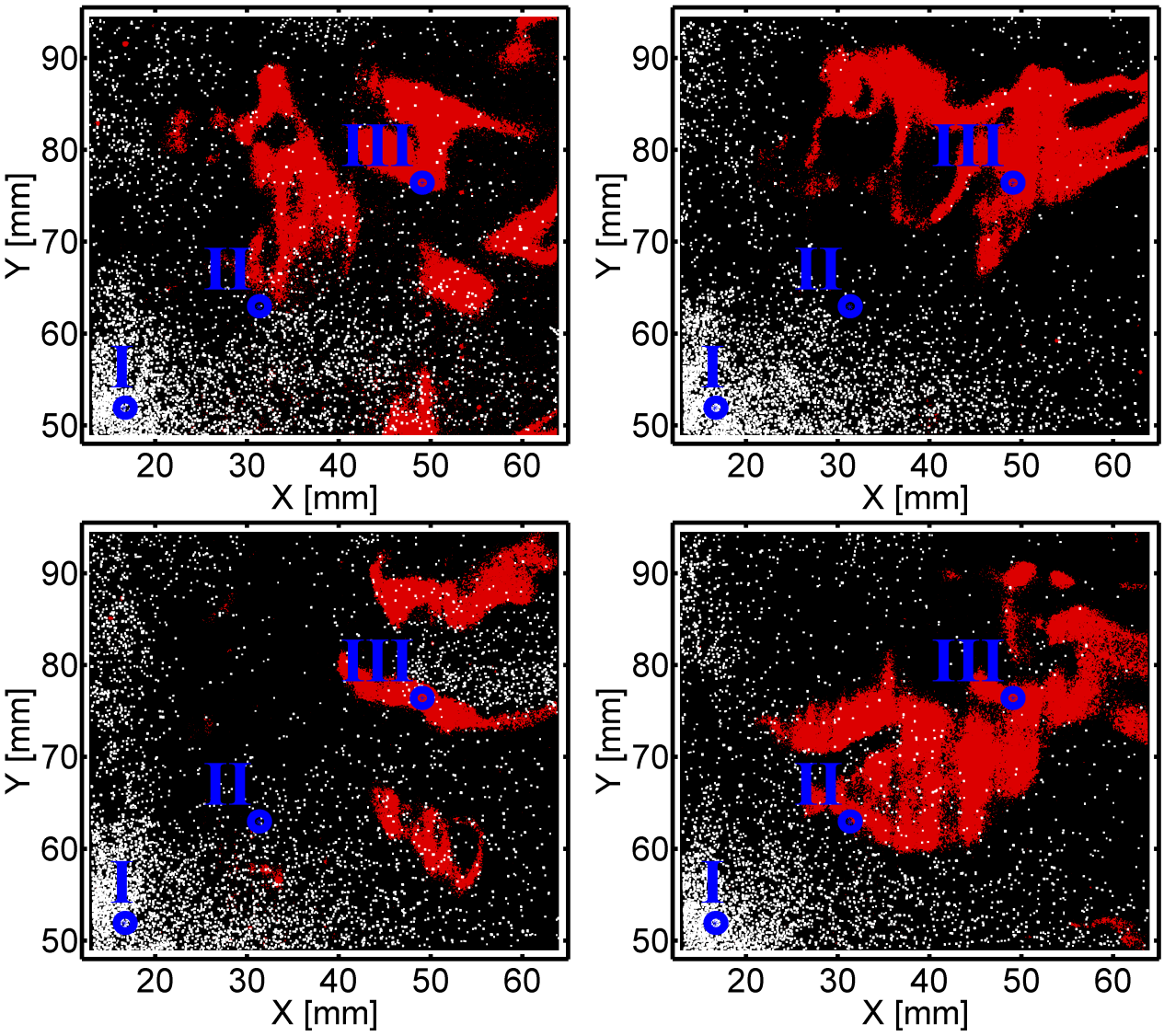


Figure 10.7 – Images superposant la position des gouttes (diffusion de Mie) et la position des zones de réaction (PLIF-OH) dans la partie haute de la chambre (fenêtre A) - Points blancs : gouttes dilatées sur 3 px, En rouge : les zones de réaction/gaz brûlés - *Point de fonctionnment nominal, réactif*

Dans la partie basse du foyer, les visualisations montrent une densité en gouttes plus importante que dans la partie haute de la chambre (cf. figure 10.8). La structure de flamme est également très différente. On remarque, tout d'abord, que les zones de réaction sont davantage regroupées (flamme moins fragmentée). La flamme est localisée en périphérie de la région fortement dense en gouttes, ce qui s'apparente au régime de « combustion de groupe (externe) », selon la classification de Chiu et al. (1977) [48] (cf. section 4.3.3).

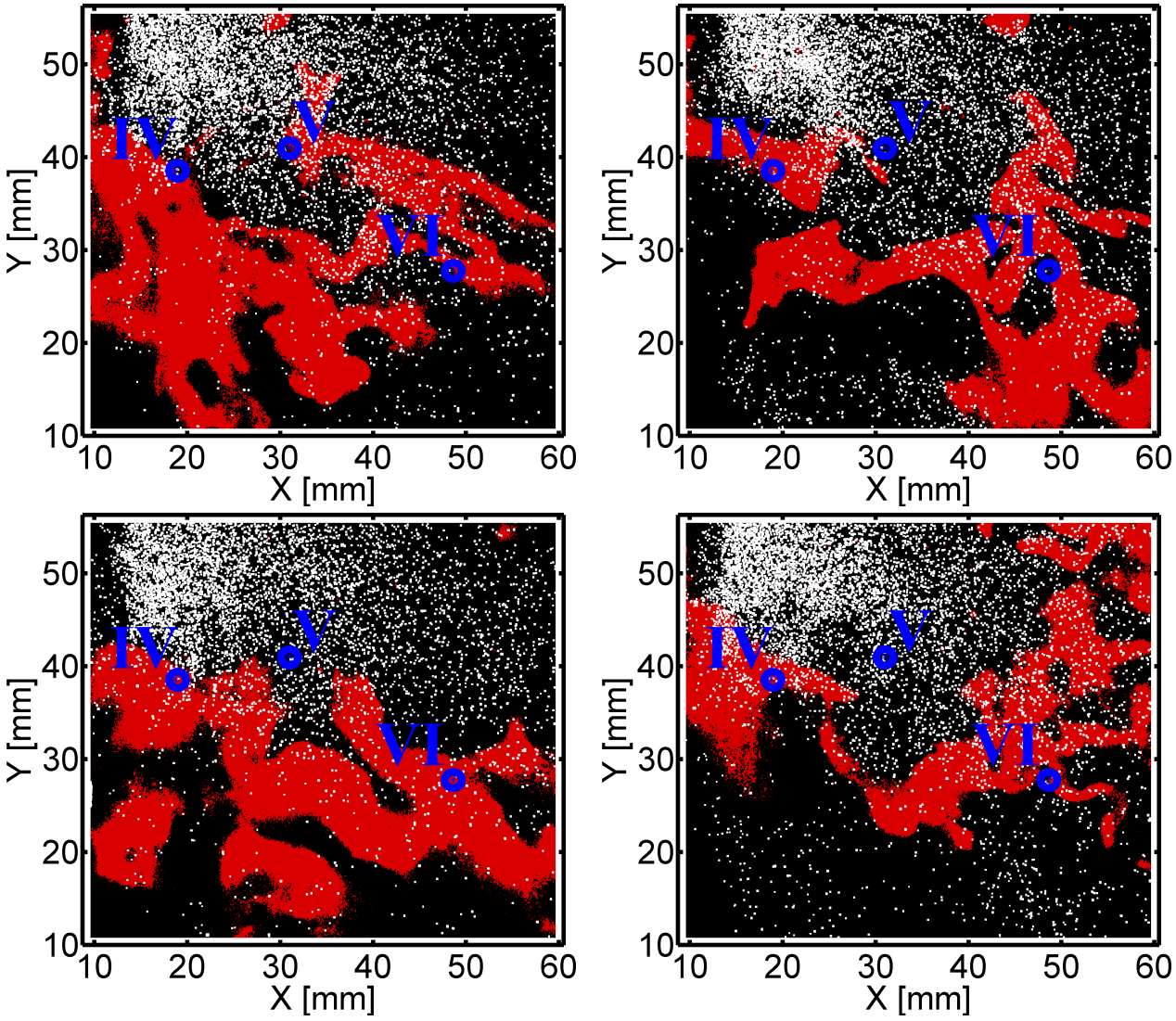


Figure 10.8 – Images superposant la position des gouttes (diffusion de Mie) et la position des zones de réaction (PLIF-OH) dans la partie basse de la chambre (fenêtre B) - Points blancs : gouttes dilatées sur 3 px, En rouge : les zones de réaction/gaz brûlés - *Point de fonctionnment nominal, réactif*

Sur l'ensemble de ces images, on observe que la flamme ne pénètre pas dans les zones fortement

denses en gouttes. Le point I(17 ;52), situé en zone proche injecteur, présente des niveaux d'émission de radical OH quasiment nuls (cf. figure 10.6). On rappelle qu'au point I(17 ;52), le paramètre de distance moyen $\bar{C}$ est égal à 4 [†], ce qui traduit un régime dense et suggère une faible pénétration de l'oxydant. La combustion est donc impossible au point I(17 ;52). Plus en aval, on observe que les points II(31 ;63) et V(31 ;41) se situent tous deux, en moyenne, en bordure de flamme, du côté riche (cf. figure 10.6). Les paramètres de distance moyens sont respectivement 9 et 7 [‡], et la probabilité de présence de zone de réaction n'est plus nulle. Au delà encore, au point III(49 ;76) par exemple, le paramètre de distance est d'environ 22 [♮]. Le point III(49 ;76) se situe dans une région diluée de l'écoulement, où l'activité de la combustion est importante. Ce résultat traduit le fait qu'au point III(49 ;76) la plupart des gouttes ont été évaporées et que la combustion est principalement prémélangée. D'après Crowe et al. (2011) [54], lorsque $\bar{C} \geq 10$, on peut considérer que les gouttes sont suffisamment éloignées les unes des autres pour se comporter comme des gouttes isolées, et on peut s'attendre à un régime de « combustion de gouttes isolées » (cf. section 4.3.3). Dans le cas présent, la résolution des images PLIF-OH/Mie est vraisemblablement insuffisante pour mettre en évidence des flammes enveloppes autour de gouttes individuelles. En conclusion, il semble clair que le paramètre de distance $\bar{C}$ est un paramètre pertinent pour analyser la structure des flammes diphasiques. En perspective, la connaissance du paramètre de richesse locale, qui nécessite de mesurer la fraction massique locale en carburant et en air, serait particulièrement intéressante pour caractériser les régimes de combustion diphasique.

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode expérimentale originale, basée sur l'utilisation de visualisations tomographiques, qui permet de réaliser des études statistiques locales sur les distances inter-gouttes (plus proches voisines) dans différentes régions du brouillard. En conditions réactives, on a constaté que la distribution spatiale régulière ne permet pas de représenter convenablement la distribution obtenue expérimentalement. Par ailleurs, aucun élément n'a permis de mettre en évidence un effet de « clustering » mais, au contraire un comportement équivalent au « chaos moléculaire », la distribution expérimentale s'apparentant à une distribution aléatoire uniforme. Dans la suite de ce chapitre, des visualisations instantanées PLIF-OH/Mie ont permis de superposer la position des zones réactives et des gouttes. Ces visualisations ont montré qu'il existe une forte dépendance entre la densité de gouttes et la position des zones de réaction. Ainsi, dans les zones denses, la flamme ne parvient pas à pénétrer dans le brouillard et se stabilise en périphérie. À l'inverse, dans des zones relativement diluées, nous avons observé une flamme discontinue et l'apparition de poches réactives (ou poches de gaz brûlés). Ces résultats semblent donc corroborer l'existence des régimes de combustion prévus dans les travaux théoriques de Chiu et al. (1977) [48] et de Kerstein et al. (1982) [87]

†. ou 6 avec la prise en compte des erreurs de mesures (cf. tableau 10.4)
‡. soit respectivement 11 et 9 avec la prise en compte des erreurs de mesures (cf. tableau 10.4)
♮. ou 19 avec la prise en compte des erreurs de mesures (cf. tableau 10.4)

Partie IV : Simulation Euler-Lagrange instationnaire du montage PROMÉTHÉE

Chapitre 11

Mise en place du calcul

Sommaire

11.1 Stratégie adoptée **182**
11.1.1 Généralités 182
11.1.2 Démarche de validation expérimentale des simulations 182
11.2 Caractéristiques du calcul et choix des modèles **183**
11.2.1 Composition des phases gazeuse et dispersée 183
11.2.2 Maillage 183
11.2.3 Conditions aux limites 184
11.2.4 Modélisation de l'injection 185
11.2.5 Modélisation lagrangienne des gouttes 188
11.2.6 Cinétique chimique 188
11.2.7 Couplage entre solveurs 191
11.2.8 Paramètres d'intégration temporelle et spatiale 192

Dans ce chapitre on présente la mise en place des simulations numériques de l'écoulement diphasique du montage PROMÉTHÉE. Les simulations sont réalisées à l'aide du code CEDRE développé par l'ONERA [38]. Le code CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique) est solveur multiphysique pour la simulation d'écoulements internes. Le logiciel est structuré en plusieurs solveurs, chacun étant dédié à des problématiques spécifiques : écoulement monophasique, phase dispersée, thermique, etc. Dans cette étude, les simulations numériques Euler-Lagrange sont réalisées en couplant les solveurs CHARME, pour la phase gazeuse, et SPARTE, pour la phase dispersée.

11.1 Stratégie adoptée

11.1.1 Généralités

Initialement, les simulations numériques ont été utilisées comme un outil d'aide à la conception, pour dimensionner le montage expérimental PROMÉTHÉE. Par la suite, il a été choisi de poursuivre l'activité numérique pour deux raisons. La première raison est de permettre l'interprétation de certains résultats expérimentaux. La seconde raison est de fournir des indications sur les paramètres de calcul et les caractéristiques du maillage, pour préparer un futur calcul 3D en conditions réactives. Dans le cadre de cette étude, les calculs ont porté à la fois sur l'écoulement monophasique et sur l'écoulement diphasique non-réactif. Un calcul préliminaire non abouti de l'écoulement diphasique réactif est également présenté.

Les simulations réalisées au cours de ce travail sont « 2D plan », c.-à-d. que l'écoulement est calculé dans le plan médian du montage. Ce choix est justifié lorsque l'écoulement est « bidimensionnel », comme dans le montage PROMÉTHÉE. Cette simplification permet de réduire de manière significative le nombre de mailles et le coût CPU.

Afin de mettre en évidence le caractère instationnaire de l'écoulement, les calculs sont réalisés à l'aide d'une approche RANS instatonnaire (URANS). Ce choix est justifié dans le cas particulier d'un écoulement statistiquement périodique, c.-à-d. présentant des structures tourbillonnaires cohérentes, comme les allées de von Kármán. Remarquons que, dans ce type d'écoulement (écoulement de canal confiné avec la présence d'un obstacle), les modèles de turbulence k - ω de Menter (SST ou BSL [†]) sont certainement les plus utilisés [167]. La raison vient du fait que ces modèles combinent les avantages du modèle k - ω, pour ses capacité à reproduire des couches limites attachées, et ceux du modèle k - ϵ, moins sensible aux conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes. L'unique différence entre les modèles SST et BSL provient de l'ajustement d'une constante apparaissant dans l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente [116]. Dans notre cas, des tests préliminaires ont montré que le modèle k - ω BSL donne des résultats légèrement meilleurs vis-à-vis des résultats expérimentaux, c'est pourquoi il a été retenu.

11.1.2 Démarche de validation expérimentale des simulations

Les deux conditions opératoires ayant fait l'objet d'une caractérisation expérimentale sont rappelées dans le tableau 11.1. Notre démarche consiste à comparer les résultats numériques et expérimentaux pour ces deux conditions opératoires. Cette étape de validation expérimentale permet, d'une part, de justifier le choix des paramètres de calcul, et, d'autre part, de discuter du caractère prédictif des simulations. Dans un premier temps, les calculs de l'écoulement gazeux sont comparés aux résultats d'expérience obtenus au *point de référence*. Dans un second temps, les calculs sont étendus au *point*

†. « Shear Stress Transport » ou « Baseline » [38]

de fonctionnement nominal, puis confrontés aux résultats expérimentaux portant sur l'écoulement diphasique non-réactif. En dernier lieu, la mise en place d'un calcul diphasique réactif au *point de fonctionnement nominal* est présentée.

Dénomination	$\dot{m}_{air}$ [g/s]	$\dot{m}_{carb}$ [g/s]	T^{∞}_{air} [K]	$U^{\infty}_{g,x}$ [m/s]	Données expérimentales disponibles pour la validation
Conditions de référence	100	–	298	5,8	• FFT du signal de pression différentielle ; • mesures PIV (profils moyens et données traitées en phase).
Point de fonctionnement nominal	64	1	450	5,8	• FFT du signal de pression différentielle ; • mesures PDI (profils moyens de vitesses/tailles de gouttes et données traitées en phase).

Tableau 11.1 – Synthèse des conditions opératoires simulées avec le code CEDRE, et des données expérimentales associées (pour la validation des calculs)

11.2 Caractéristiques du calcul et choix des modèles

11.2.1 Composition des phases gazeuse et dispersée

Dans nos calculs, on suppose initialement que l'air contient seulement du dioxygène et du diazote dans la proportion $Y_{N_2}/Y_{O_2} = 3{,}5$ et que ce mélange obéit à la loi d'état des gaz parfaits. Les gouttes sont composées de n-décane. Cette espèce s'évapore et devient l'espèce gazeuse $C_{10}H_{22}$. Dans le cas réactif, les espèces H_2O, CO, et CO_2 complètent la composition de la phase gazeuse. La fraction massique des espèces vapeur et des produits de réaction est initialisée à zéro, et évolue en fonction de l'évaporation des gouttes et de l'activité de la combustion.

11.2.2 Maillage

Le domaine de calcul reproduit partiellement la veine d'essais du montage PROMÉTHÉE, c.-à-d. une partie du plenum avec l'ensemble de la chambre de combustion et de l'échappement. Le domaine de calcul a une longueur totale de 837 mm. Le maillage, généré à l'aide du mailleur GAMBIT, est de de type hybride. Le maillage est constitué de cellules de formes rectangulaires au niveau des parois de la veine et de l'accroche-flamme et de cellules triangulaires pour le reste du domaine. Le maillage est raffiné sur les parois supérieure et inférieure de l'accroche-flamme de manière à capturer, au mieux, le mécanisme de détachement tourbillonnaire à proximité de ses arêtes. Les couches limites des pa-

rois inférieure et supérieure de la veine sont maillées sur une dizaine de cellules. Le raffinement du maillage est également accentué dans le sillage de l'accroche-flamme, là où la zone de recirculation est susceptible de se développer. Au total, le maillage comporte 427 141 cellules. Le plus petit élément a une taille de 10^{-3} m.

L'étude de convergence en maillage, réalisée sur l'écoulement monophasique, a montré qu'un maillage contenant deux fois plus de cellules n'augmente pas la précision de la fréquence de détachement tourbillonnaire, et qu'à l'inverse, un maillage deux fois plus grossier conduit à une fréquence moins précise ($\approx$ 10 % d'écart). Le maillage choisi semble donc bien adapté à notre cas d'étude.

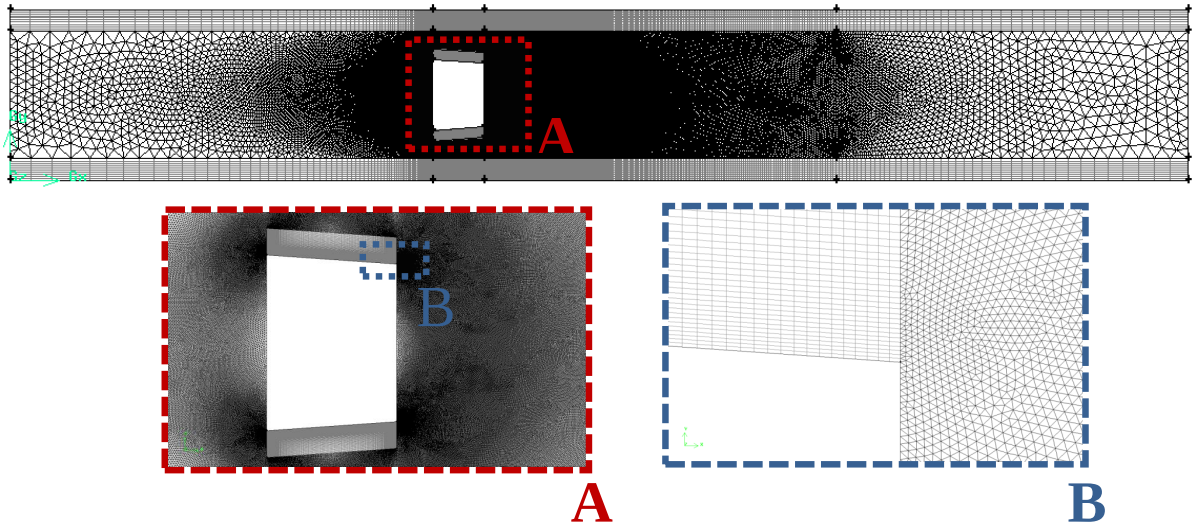


Figure 11.1 – Vue d'ensemble du maillage du montage PROMÉTHÉE et zoom. **En noir** : cellules triangulaires, et **en gris** : cellules cartésiennes

11.2.3 Conditions aux limites

11.2.3.1 Conditions du solveur CHARME

On présente les conditions limites de la phase gazeuse dans le tableau 11.2. Pour la condition entrante, les profils de vitesse U_g, d'énergie cinétique turbulente k sont imposés à partir des résultats de mesures PIV réalisées dans le plenum. Le profil de vitesse est présenté en figure 7.1, et les profils (k,ω) sont illustrés en annexe, en figure G.1. Le taux de dissipation spécifique ω est calculé par la relation :

$$\omega = C_\mu^{1/4} \frac{\sqrt{k}}{\ell} \tag{11.1}$$

avec C_μ une constante égale à 0,09, et l'échelle de turbulence, ℓ, est supposée égale à 3,8 % de la hauteur de la veine (hypothèse d'écoulement établi), soit $4{,}6 \cdot 10^{-3}$ m.

En sortie, la pression atmosphérique est imposée. Un coefficient de temps de relaxation est choisi

de manière à atténuer les perturbations numériques et à évacuer les ondes acoustiques qui pourraient altérer l'écoulement.

Nom	Type (n°)	Paramètres	Valeurs imposées
ENTREE	État (4)		Subsonique entrant
		T	450 K
		U_g	profil expérimental
		$(k\,;\,\omega)$	profils expérimentaux
		$(Y_{O_2}\,;\,Y_{N_2})$	(0,778 ; 0,222)
PAROIS CHAMBRE	Paroi (10)	Température paroi	T_{gaz}
		Loi de paroi	Turbulent LP1 (basé sur Re)
		Rugosité	0
PAROIS OBSTACLE	Paroi (10)	Température paroi	T_{gaz}
		Loi de paroi	Laminaire
		Rugosité	0
SORTIE	État (4)		Subsonique sortant
		P	101 325 Pa

Tableau 11.2 – Conditions aux limites pour la phase gazeuse.

11.2.3.2 Conditions du solveur SPARTE

Le tableau 11.3 présente les conditions limites pour la phase dispersée. La condition de paroi avec rebond est retenue car elle permet de conserver la masse de carburant dans le domaine. Dans le modèle de rebond fusant, on doit spécifier la valeur du coefficient de restitution énergétique ξ et les valeurs minimale, θ_{min}, et maximale, θ_{max}, de l'angle entre la vitesse réfléchie et la paroi. Les valeurs par défaut du solveur SPARTE sont utilisées ici.

11.2.4 Modélisation de l'injection

La modélisation de l'injection de carburant liquide constitue une problématique majeure de la simulation numérique appliquée aux chambres de combustion, en raison des nombreux phénomènes physiques complexes mis en jeu. De manière générale, on considère que les gouttes sont le résultat de la déstabilisation des nappes ou jets de carburant liquide et du cisaillement par l'écoulement d'air des ligaments formés. La représentation numérique précise de ces mécanismes d'atomisation (primaire et secondaire) requiert alors l'utilisation de maillages très fins et la mise en place de méthodes numériques spécifiques, comme la reconstruction d'interfaces [151]. Malheureusement, le coût CPU de ces méthodes est aujourd'hui prohibitif pour des calculs dans des configurations complexes. De plus, la méthode n'est pas encore prédictive. Pour ces raisons, deux approches alternatives ont été développées. La première consiste à utiliser les données expérimentales de granulométrie/vélocimétrie du

Nom	Type (n°)	Paramètres	Valeurs imposées
ENTREE	Frontière libre (1)		
PAROIS CHAMBRE	Paroi complexe (5)		Rebond fusant
		ξ	0,8
		θ_{min}	5°
		θ_{max}	15°
PAROIS OBSTACLE	Paroi complexe (5)		Rebond fusant
		ξ	0,8
		θ_{min}	5°
		θ_{max}	15°
SORTIE	Frontière libre (1)		

Tableau 11.3 – Conditions aux limites pour la phase dispersée.

spray, obtenues en conditions réelles d'écoulement, puis de définir les conditions limites d'injection via des points d'injection numériques, lesquels sont décalés de l'injecteur. La seconde approche, dite FIMUR (« Fuel Injection Method by Upstream Reconstruction »), développée conjointement par Sanjosé (2009) [149] et Senoner (2010) [156], consiste à reconstruire les caractéristiques du brouillard (distribution de tailles et vitesses de gouttes) directement au nez de l'injecteur. Pour nos simulations, la première méthode n'a pas été possible du fait de l'impossibilité de caractériser le brouillard sur toute la hauteur de la chambre (limitation imposée par les accès optiques). C'est pourquoi, l'approche FIMUR a été retenue.

Suivant cette approche, un brouillard « flat fan » peut être facilement modélisé à partir des caractéristiques générales de l'injecteur (débit massique : $\dot{m}_l$, section de l'orifice d'injection : A_{inj}) et d'hypothèses basées sur les observations expérimentales (angles du spray, diamètres des gouttes). Rappelons que dans cette étude, l'injecteur « flat fan » (MMP) génère un brouillard de gouttes dont les angles d'ouverture θ_1 et θ_2 sont compris entre ± 75°, et ± 12,5° respectivement (cf. figure 11.2). En faisant l'hypothèse que la quantité de mouvement du carburant est uniformément distribuée dans un tel spray, on peut écrire l'expression des trois composantes de vitesse des gouttes en sortie d'injecteur :

$$\begin{cases} \vec{\boldsymbol{u_{p,x}}} = & u_p^0 \cos(\theta_1)\vec{\boldsymbol{e}}_x \\ \vec{\boldsymbol{u_{p,y}}} = & u_p^0 \sin(\theta_1)\cos(\theta_2)\vec{\boldsymbol{e}}_y \\ \vec{\boldsymbol{u_{p,z}}} = & u_p^0 \sin(\theta_1)\sin(\theta_2)\vec{\boldsymbol{e}}_z \end{cases} \tag{11.2}$$

avec u_p^0 la vitesse débitante de carburant liquide à travers l'orifice de décharge :

$$u_p^0 = \frac{\dot{m}_l}{\pi \rho_l A_{inj}^2} \tag{11.3}$$

où ρ_l est la masse volumique du n-décane ($C_{10}H_{22}$) à la température d'injection (330 K), soit 730 kg/m^3. Dans notre simulation « 2D plan », le débit massique de carburant liquide $\dot{m}_l$ correspond au débit équivalent passant dans le plan médian du brouillard. Les résultats de la caractérisation du spray, présentés en section 5.4, indiquent que le débit équivalent représente environ 24 % du débit total injecté dans la chambre (1 g/s).

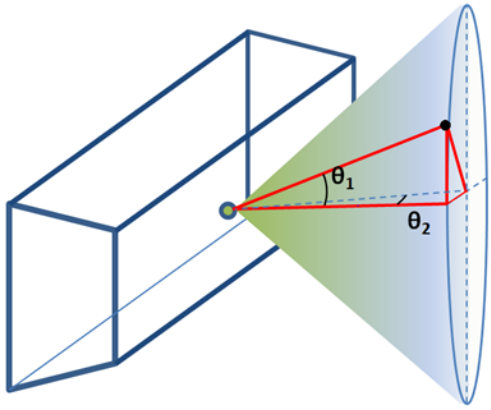


Figure 11.2 – Schéma du brouillard « flat spray » produit au culot de l'accroche-flamme. Dans cette étude, les angles d'ouverture du brouillard sont $\theta_1 \in$ [-75 ; 75]° et $\theta_2 \in$ [-12,5 ; 12,5]°

Dans le solveur lagrangien stochastique SPARTE, la phase dispersée est représentée comme un ensemble de particules numériques. Chaque particule se voit affecter un poids correspondant à un certain nombre de gouttes réelles. En utilisant une 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 SPARTE, soit Δt_{SPARTE}. La procédure d'injection lagrangienne se décompose en quatre étapes :

1. la masse de carburant injectée à chaque itération est d'abord calculée suivant la relation :

$$m_l^{\Delta t_{SPARTE}} = \dot{m}_l \Delta t_{SPARTE} \tag{11.4}$$

2. des diamètres de gouttes sont générés suivant la distribution de tailles de gouttes imposée en entrée. Ici, on suppose une distribution Log-Normale (cf. éq. 8.4), avec des diamètres moyens D_{10} et D_{32} préalablement réglés à 38 µm et 72 µm †. Dans cette étape, on vérifie systématiquement que la masse totale des particules numériques injectées est inférieure ou égale à la masse $m_l^{\Delta t_{SPARTE}}$:

$$\sum_i \left[\frac{\pi}{6}\rho_l d_{p,i}^3\right] - m_l^{\Delta t_{SPARTE}} \leq 0 \tag{11.5}$$

†. ces réglages permettent de restituer relativement bien la distribution expérimentale de tailles de gouttes, mesurée à X = 9 mm

et par souci de conservation, la masse de carburant qui n'a pas été injectée lors de l'itération en cours, est reportée dans la suivante ;

3. les angles d'injection des particules sont tirées aléatoirement dans les limites des angles d'ouverture du spray ;
4. les vitesses sont imposées pour chaque particule suivant les angles d'injection (cf. éq. 11.2).

11.2.5 Modélisation lagrangienne des gouttes

Dans cette étude, le chauffage des gouttes est calculé selon le modèle de conduction infinie, ce qui revient à négliger les gradients de température dans la goutte (cf. équation 3.66).

Les transferts massiques sont calculés à l'aide du nombre de Spalding massique, lequel est fonction des fractions massiques de vapeur à la surface de la goutte et dans la cellule de calcul (cf. équation 3.56). La règle du « tiers » de Hubbard et al. (1975) [82] est utilisée pour calculer les propriétés du gaz à la surface de la goutte. Les effets convectifs sur l'évaporation sont modélisés par les corrélations de « Ranz-Marshall » [139] lors du calcul du nombre de Sherwood (cf. équation 3.58). L'écoulement de Stefan, intervenant lors du processus d'évaporation, est pris en compte à l'aide du modèle proposé par Abramzon et al. (1989) [2] (cf. équation 3.60).

Le coefficient de traînée est calculé au moyen de la loi de Schiller et Naumann (cf. équation 3.39), et la dispersion turbulente des gouttes est décrite selon le modèle de Langevin. Dans ce modèle, on suppose que la vitesse du gaz le long de la trajectoire d'une particule est égale à la somme de la vitesse moyenne du gaz au point considéré (partie résolue) et d'une vitesse fluctuante attachée à la particule (partie modélisée). Cette vitesse turbulente se calcule en fonction du temps d'auto-corrélation de la turbulence le long de la trajectoire de la particule et du processus de Wiener (cf. annexe, équation F.2).

11.2.6 Cinétique chimique

Pour la modélisation de la combustion n-décane/air, Westbrook et al. (2009) [177] ont proposé un mécanisme réactionnel détaillé qui fait intervenir 940 espèces et 3 878 réactions. Un tel mécanisme est généralement réservé à des applications sur des géométries très simples, en raison de coûts et temps de calcul prohibitifs. C'est pourquoi, dans le cadre de ce travail, il a été retenu un mécanisme réduit, en l'occurrence le mécanisme 2S_KERO_BFER. Ce mécanisme construit à partir des travaux de Luche (2003) [109] et proposé par Franzelli et al. (2010) [68] est basé sur un schéma cinétique à deux étapes et fait intervenir six espèces $\{KERO\,;\,N_2\,;\,O_2\,;\,CO_2\,;\,CO\,;\,H_2O\}$. L'espèce $KERO$ désigne un corps fictif dont les propriétés thermodynamiques sont déduites des principaux constituants du kérosène. En terme de fraction massique, l'espèce $KERO$ est constitué de n-décane $C_{10}H_{22}$ (76,7 %), d'aromatique C_9H_{12} (13,2 %) et de napthène C_9H_{18} (10,1 %). Le mécanisme réactionnel est décrit par :

$$KERO + 10 \cdot O2 \xrightarrow{\kappa_1} 10 \cdot CO + 10 \cdot H_2O \tag{11.6}$$

$$CO + \frac{1}{2} \cdot O2 \underset{\kappa_2^-}{\overset{\kappa_2^+}{\rightleftarrows}} CO_2 \tag{11.7}$$

Pour une meilleure prédiction de la vitesse de flamme laminaire en régime riche, Franzelli et al. (2010) [68] ont introduit un ajustement des paramètres de la loi d'Arrhenius en fonction de la richesse gazeuse du mélange. Suivant cette approche appelée PEA †, les taux de réaction sont multipliés par deux fonctions correctrices f_1 et f_2. La première fonction permet de corriger la vitesse de flamme, alors que le rôle de la seconde consiste à donner le bon équilibre CO/CO_2 pour les mélanges riches. Les expressions des taux de réaction corrigés pour la réaction d'oxydation du carburant, et pour la réaction d'oxydation du monoxyde de carbone s'écrivent respectivement comme :

$$\dot{\omega}_1^{PEA} = f_1(\phi) \cdot \kappa_1 \cdot [KERO]^{n_{\mathrm{KERO}}} \cdot [O_2]^{n_{\mathrm{O_2},1}} \tag{11.8}$$

$$\dot{\omega}_2^{PEA} = f_2(\phi) \cdot \kappa_2^+ \cdot [CO]^{n_{\mathrm{CO},2^+}} \cdot [O_2]^{n_{\mathrm{O_2},2^+}} - \kappa_2^- \cdot [CO_2]^{n_{\mathrm{CO_2},2^-}} \tag{11.9}$$

avec κ la vitesse de réaction qui s'exprime selon une simple loi d'Arrhenius, fonction de la concentration des espèces, de la température des gaz, de l'énergie d'activation E_a, de la constante pré-exponentielle A et d'un exposant de température β :

$$\kappa = A \cdot T^{\beta} \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{\mathcal{R}T}\right) \tag{11.10}$$

Dans les équations 11.8 et 11.9, κ^+ et κ^- correspondent aux taux de réaction directe et inverse. L'unité de la vitesse de réaction κ dépend de la somme des ordres partiels de réaction suivant :

$$[\kappa] = (mol \cdot m^{-3})^{(1-\sum_i n_i)} \cdot s^{-1} \tag{11.11}$$

Les paramètres de la loi d'Arrhenius non corrigés sont résumés dans le tableau 11.4.
Les fonctions de correction PEA sont définies par les équations 11.12 et 11.13.

†. « Pre-Exponential Arranged »

	κ_1	κ_2^+	κ_2^-	
A_s	$1.596 \cdot 10^9$	$4.5 \cdot 10^7$	$2.06 \cdot 10^{16}$	*
β_s	0	0	0	
$n_{\mathtt{KERO},s}$	0.55	0	0	
$n_{\mathtt{O_2},s}$	0.9	0.5	0	
$n_{\mathtt{H_2O},s}$	0	0	0	
$n_{\mathtt{CO},s}$	0	1.0	0	
$n_{\mathtt{CO_2},s}$	0	0	1	
$E_{a,s}$	173752	83736	371440	J
$T_{a,s}$	20898	10071	44674	K

Tableau 11.4 – Données du schéma cinétique à deux étapes de l'oxydation du $KERO$, d'après [68] (* $[A_1] = (mol/m^3)^{-0.45}/s$, $[A_2^+] = (mol/m^3)^{-0.5}/s$, $[A_2^-] = s^{-1}$).

$$f_1(\phi) = \frac{2}{\left[1+\tanh\left(\frac{\phi_{0,1}-\phi}{\sigma_{0,1}}\right)\right] + B_1\left[1+\tanh\left(\frac{\phi-\phi_{1,1}}{\sigma_{1,1}}\right)\right] + C_1\left[1+\tanh\left(\frac{\phi-\phi_{2,1}}{\sigma_{2,1}}\right)\right]} \tag{11.12}$$

$$f_2(\phi) = \frac{1}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{\phi_{0,2}-\phi}{\sigma_{0,2}}\right)\right] + \frac{B_2}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{\phi-\phi_{1,1}}{\sigma_{1,2}}\right)\right] + \frac{C_2}{2}\left[1+\tanh\left(\frac{\phi-\phi_{2,2}}{\sigma_{2,2}}\right)\right]\left[1+\tanh\left(\frac{\phi_{3,2}-\phi}{\sigma_{3,2}}\right)\right] \tag{11.13}$$

Les coefficients de ces fonctions sont résumés dans le tableau 11.5.

	$\phi_{0,s}$	$\sigma_{0,s}$	B_s	$\phi_{1,s}$	$\sigma_{1,s}$	C_s	$\phi_{2,s}$	$\sigma_{2,s}$	$\phi_{3,s}$	$\sigma_{3,s}$
f_1 (s = 1)	1.173	0.04	0.29	1.2	0.02	7.1	1.8	0.18		
f_2 (s = 2)	1.146	0.045	0.00015	1.2	0.04	0.035	1.215	0.03	1.32	0.09

Tableau 11.5 – Coefficients pour les fonctions correctrices de la cinétique d'oxydation du $KERO$ proposées par [68].

Notons que ce mécanisme a été validé sur une plage de température des gaz frais $T_u \in [300\,;\,700]$ K, de pression $P \in [1\,;\,12]$ atm et de richesse $\phi_{glob} \in [0{,}6\,;\,2]$. Ces conditions sont compatibles avec les conditions de fonctionnement du montage PROMÉTHÉE.

Le mécanisme 2S_KERO_BFER ayant été construit sur la base de l'utilisation du kérosène de Luche (2003) [109], il est important de vérifier que les propriétés thermodynamiques du n-décane sont suffisamment proches de cette espèce (en terme de chaleur massique, enthalpie et entropie notamment). Bertier et al. (2010) [23] ont montré que les propriétés thermodynamiques de l'espèce $KERO$ sont effectivement proches de celles du n-décane. Dans ce travail, on envisage alors une utilisation détournée du mécanisme 2S_KERO_BFER original, en substituant l'espèce vapeur $KERO$ avec la vapeur du

n-décane. Dans ce cas, le mécanisme réactionnel adapté au n-décane s'écrit comme suit :

$$C_{10}H_{22} + \frac{21}{2} \cdot O2 \xrightarrow{\kappa_1} 10 \cdot CO + 11 \cdot H_2O \tag{11.14}$$

$$CO + \frac{1}{2} \cdot O2 \underset{\kappa_2^-}{\overset{\kappa_2^+}{\rightleftharpoons}} CO_2 \tag{11.15}$$

En annexe (cf. figure I.1), on montre que l'utilisation du mécanisme 2S_KERO_BFER avec du n-décane permet de restituer une vitesse de flamme laminaire prémélangée relativement proche des données expérimentales disponibles dans la littérature.

11.2.7 Couplage entre solveurs

La réalisation d'un calcul Euler-Lagrange nécessite la mise en œuvre d'un couplage numérique spécifique. La figure 11.3 présente le principe d'un calcul en couplage inverse (« two-way coupling ») avec les solveurs CHARME et SPARTE. Les trois temps définis par l'utilisateur sont :

1. Δt_{CHARME} : le pas de temps du solveur pour la phase gazeuse,
2. Δt_{SPARTE} : le pas de temps du solveur pour la phase dispersée,
3. Δt_{CEDRE} : le pas de temps pour l'échange entre l'ensemble des solveurs.

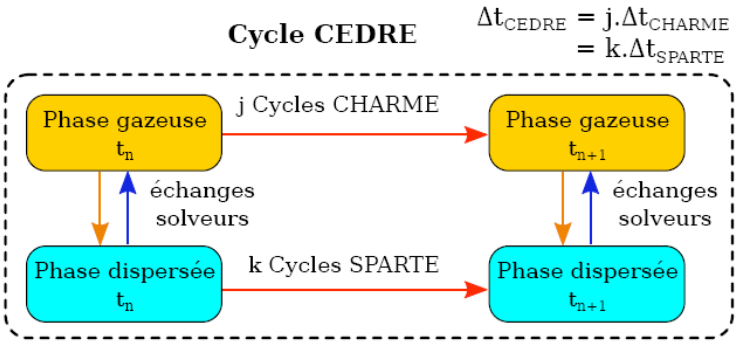


Figure 11.3 – Principe d'un calcul en couplage bidirectionnel entre les solveurs CHARME et SPARTE

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 $S^{l \to g}$ 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. Afin d'éviter les instabilités numériques provoquées par d'importants termes sources issus du solveur lagrangien, on peut activer une méthode de sous-relaxation.

11.2.8 Paramètres d'intégration temporelle et spatiale

Le tableau 11.6 résume les paramètres du schéma d'intégration temporelle, pour les différents calculs. Pour les calculs de l'écoulement non-réactif, le pas de temps a été fixé à $\Delta t = 5$ µs. Pour un calcul de flamme stabilisée, les paramètres restent identiques, mais le pas de temps est abaissé à $\Delta t = 1$ µs.

Pour les calculs instationnaires présentés dans la suite de ce mémoire, l'intégration temporelle est réalisée à l'aide d'un schéma implicite d'ordre 2. C'est le schéma proposé par Gear (1971) [72] qui a été retenu ici. Ce schéma a été implanté dans CEDRE puis validé sur un cas d'épreuve de propagation de tourbillon 2D par Sainte-Rose (2010) [146]. Au cours de cette thèse, des tests préliminaires ont montré que le schéma de Gear, paramétré avec 3 sous-itérations, est moins dissipatif que le schéma RKI2 (Runge-Kutta implicite d'ordre 2), tout en garantissant un coût de calcul équivalent. Le principal avantage d'un schéma implicite est de s'affranchir en partie, voire totalement, de la contrainte de stabilité. Pour le calcul au *point de référence*, l'analyse des résultats obtenus dans le sillage de l'accroche-flamme montre que les nombres CFL [†] convectif et acoustique atteignent des niveaux maximum de 0,08 et 5 respectivement. Notons également que dans 80 % du domaine simulé, le CFL convectif est inférieur à 0,06, et le CFL acoustique est inférieur à 4. Au vu des résultats présentés en section 12.1, on peut dire que les conditions de stabilité sont suffisantes ici.

Le système linéaire issu de la phase implicite est résolu à l'aide de la méthode GMRES, dont le principe général est rappelé par Bertier (2009) [22].

Pas de temps global	$\Delta t = 5$ µs
Couplage CHARME/SPARTE	à chaque itération
Méthode d'intégration	Gear (implicite) (3 sous-itérations)
Résolution par méthode itérative GMRES	nombre d'itérations internes = 20 nombre de directions de recherches = 20 convergence des itérations internes = 0.001

Tableau 11.6 – Paramètres du schéma d'intégration temporelle implicite pour le solveur CHARME, calculs non-réactif

Pour finir, le tableau 11.7 présente les paramètres concernant l'intégration spatiale. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer au manuel utilisateur et théorique de la chaîne CEDRE [38].

†. nombre de Courant-Friedrichs-Lewy défini comme $v\Delta t/\Delta x$

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

Tableau 11.7 – Paramètres de discrétisation d'espace pour le solveur CHARME

Chapitre 12

Comparaison des simulations avec l'expérience

Sommaire

12.1 Écoulement monophasique 195
12.2 Écoulement diphasique non-réactif 202

Dans ce chapitre, on compare les résultats numériques et expérimentaux pour deux conditions opératoires bien définies. Cette étape de validation expérimentale permet, d'une part, de justifier le choix des paramètres de calcul, et, d'autre part, de discuter du caractère prédictif des simulations. Dans un premier temps, les calculs de l'écoulement gazeux sont comparés aux résultats d'expérience obtenus au *point de référence*. Dans un second temps, les calculs sont étendus au *point de fonctionnement nominal*, puis confrontés aux résultats expérimentaux portant sur l'écoulement diphasique non-réactif. En annexe, on propose un cas d'épreuve pour valider la cinétique chimique par rapport à des données expérimentales disponibles dans la littérature. À noter, que dans cette partie, on fera régulièrement référence à des points de mesures (ou capteurs) lesquels sont présentés en figure 6.2.

12.1 Écoulement monophasique

Afin de juger de la qualité de restitution du calcul de l'écoulement monophasique, nous allons confronter les résultats de simulation URANS $k-\omega$ BSL Menter avec l'expérience, pour les *conditions dites de référence*. Par la suite, les grandeurs moyennes et fluctuantes obtenues par le calcul seront systématiquement comparées aux mesures expérimentales.

Un premier examen du champ moyen de vitesse longitudinale obtenue par simulation (cf. figure 12.1) met en évidence la présence d'une zone de recirculation centrale, conformément aux observations expérimentales (cf. figure 7.2). On note également la présence de deux zones de reciculation

latérales, situées de part et d'autre de l'obstacle. Les lignes de courant permettent de faire ressortir une paire de tourbillons contra-rotatifs dans le sillage de l'accroche-flamme.

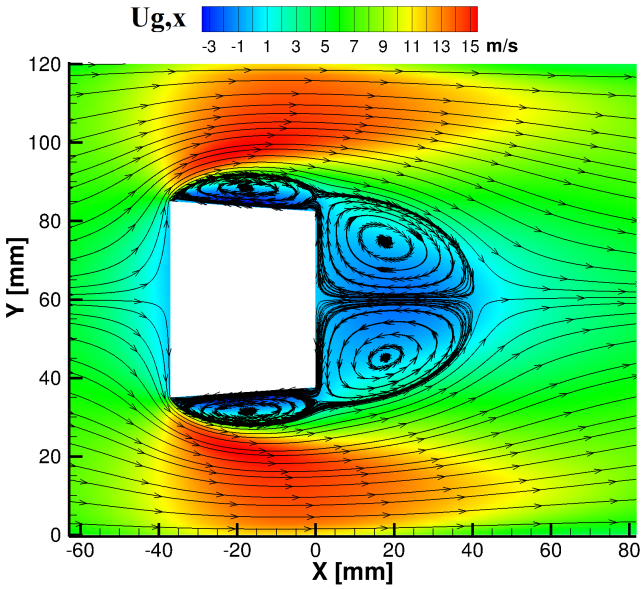


Figure 12.1 – Champ moyen de vitesse longitudinale dans la chambre de combustion, obtenu par simulation URANS - *Conditions de référence*

Les résultats obtenus par simulation pour la phase gazeuse sont maintenant comparés aux mesures PIV 2C, prises au *point de référence*, et ce pour quatre sections transverses. Ces sections sont localisées à $\{12\,;\,20\,;\,40\,;\,70\}$ mm en aval de l'accroche-flamme. La comparaison des vitesses moyennes est présentée en figure 12.2. D'après ces résultats, la simulation URANS $k-\omega$ BSL Menter reproduit bien les différentes caractéristiques de l'écoulement gazeux moyen. Selon l'axe de la chambre, le calcul restitue une longueur de zone de recirculation centrale équivalente à celle obtenue expérimentalement (~ 45 mm). La figure 12.2 montre également que le calcul représente correctement l'évolution du profil de vitesse transversale. On constate toutefois une légère inversion de vitesse à proximité de l'axe, à la section 20 mm. Pour les sections avales, on retrouve un accord tout à fait satisfaisant entre simulation et mesures.

On souhaite à présent comparer l'évolution de l'énergie cinétique turbulente totale k_{2D} obtenue par simulation avec l'expérience. À partir de mesures PIV, il est possible d'extraire la vitesse fluctuante pour chaque composante. Pour des mesures PIV 2C, l'énergie cinétique turbulente 2D se calcule à

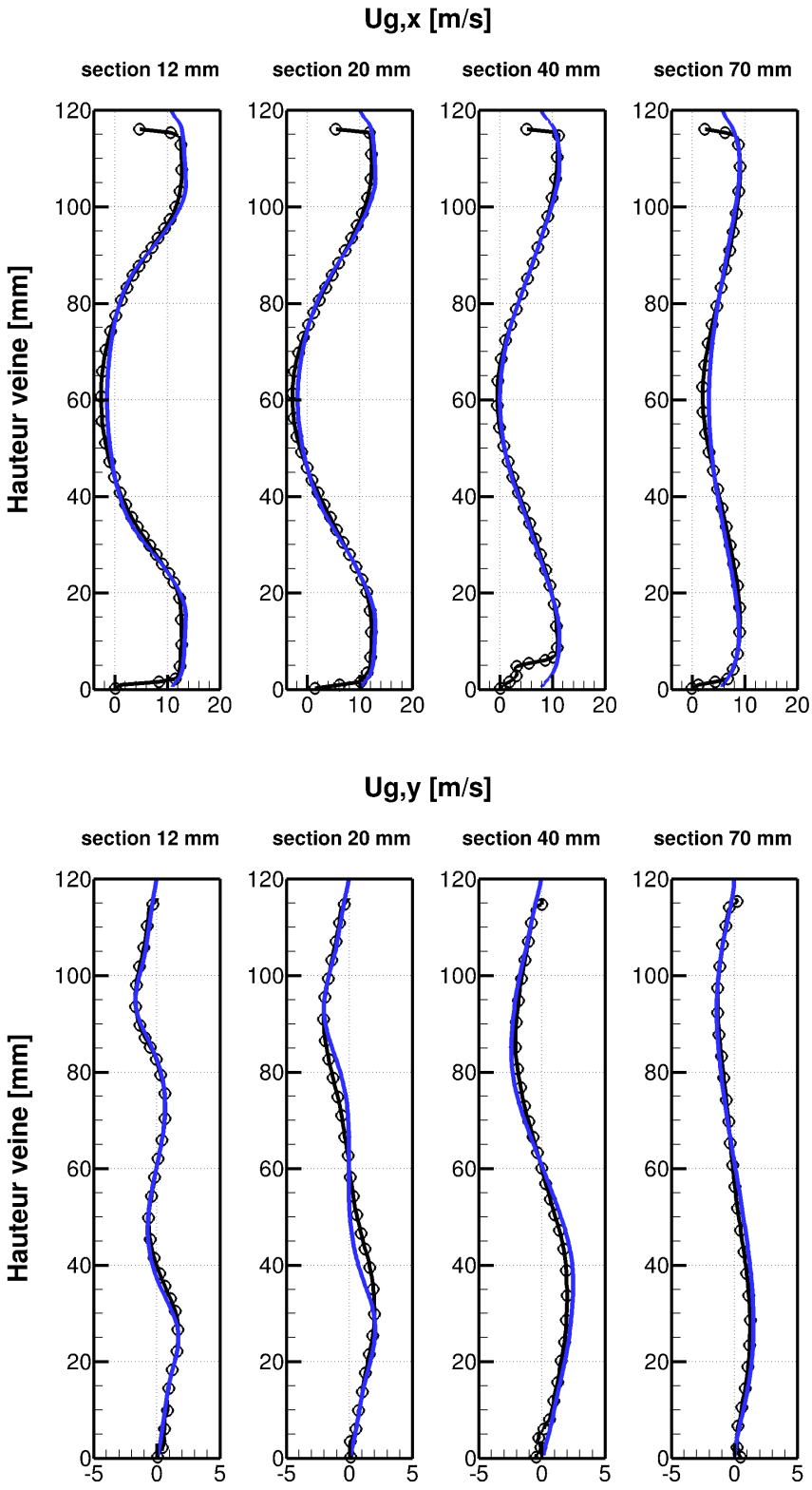


Figure 12.2 – Profils moyens de vitesses longitudinale $U_{g,x}$ et transversale $U_{g,y}$ pour la phase gazeuse (○ : mesures PIV, — : calcul CHARME) - *Conditions de référence*

partir des vitesses longitudinale et transversale RMS (« root-mean square ») :

$$k_{2D} = \frac{1}{2} \cdot \left((u_{g,x}^{RMS})^2 + (u_{g,y}^{RMS})^2 \right) \tag{12.1}$$

avec u_{g,x_i}^{RMS} définie comme l'écart-type de la vitesse instantanée u_{g,x_i}, et « $\overline{\bullet}$ » l'opérateur de moyenne temporelle. En définissant U_{g,x_i} la vitesse moyenne temporelle selon la composante x_i (égale à $\overline{u_{g,x_i}}$), l'écart-type de la vitesse instantanée s'écrit :

$$u_{g,x_i}^{RMS} = \overline{(u_{g,x_i} - \mathrm{U}_{g,x_i}))^2} \tag{12.2}$$

Contrairement aux mesures expérimentales, dans une simulation URANS, l'énergie cinétique turbulente totale n'est pas directement accessible. Pour l'obtenir, on doit utiliser la décomposition triple de la vitesse instantanée, ce qui donne :

$$u_{g,x_i}(x_i,t) = \mathrm{U}_{g,x_i}(x_i) + \tilde{u}_{g,x_i}(x_i,t) + u''_{g,x_i}(x_i,t) \tag{12.3}$$

où U_g est la vitesse moyenne temporelle (composante continue), $\tilde{u}_g$ la partie des fluctuations cohérentes de vitesse (composante périodique), et u''_g la partie des fluctuations stochastiques de vitesse (composante aléatoire) [142, 104]. Il est à présent possible de décomposer en trois termes l'expression de l'énergie cinétique turbulente totale 2D :

$$k_{2D} = \underbrace{\frac{1}{2}\left(\overline{(\tilde{u}_{g,x})^2} + \overline{(\tilde{u}_{g,y})^2} \right)}_{\mathbf{I}} + \underbrace{\frac{1}{2}\left(\overline{(u''_{g,x})^2} + \overline{(u''_{g,y})^2} \right)}_{\mathbf{II}} + \underbrace{\left(\overline{\tilde{u}_{g,x} \cdot u''_{g,x}} + \overline{\tilde{u}_{g,y} \cdot u''_{g,y}} \right)}_{\mathbf{III}} \tag{12.4}$$

Dans cette équation, le terme **I** correspond à la partie résolue de l'énergie cinétique suivant l'approche URANS (fluctuations provoquées par le passage des tourbillons périodiques). Le second terme de l'équation 12.4 correspond à la contribution énergétique des fluctuations turbulentes aléatoires [104]. Or, puisque le modèle de turbulence $k-\omega$ utilisé repose sur l'hypothèse de Boussinesq et que le calcul est 2D et incompressible †, on montre que le terme **II** correspond exactement à deux tiers de l'énergie cinétique turbulente modélisée. Le dernier terme **III**, qui contient les produits croisées, est nul suivant l'approche URANS, car on suppose que la turbulence de fond et le mouvement organisé (périodique) de l'écoulement sont décorrélés [142]. Ainsi, on peut calculer l'énergie cinétique turbulente totale k_{2D} dans la simulation, en utilisant l'énergie cinétique résolue ($k_{2D,RES}$) et l'énergie cinétique modélisée ($k_{2D,MOD}$).

La figure 12.3 présente la comparaison de k_{2D} entre la simulation et l'expérience (courbe bleue et noire respectivement). Dans l'ensemble, on retrouve un accord tout à fait satisfaisant entre le calcul et les mesures. Le trait vert, qui correspond à la partie résolue de l'énergie cinétique turbulente ($k_{2D,RES}$), montre que la production d'énergie fluctuante est principalement provoquée par le passage des tourbillons dans la chambre. De plus, on constate que le rapport $k_{2D,RES}/k_{2D,MOD}$ augmente avec

†. nombre de Mach inférieur $\ll 0{,}3$

la distance à l'accroche-flamme, ce qui signifie que l'énergie des allées de von Kármán s'atténue moins vite que l'énergie cinétique turbulente modélisée.

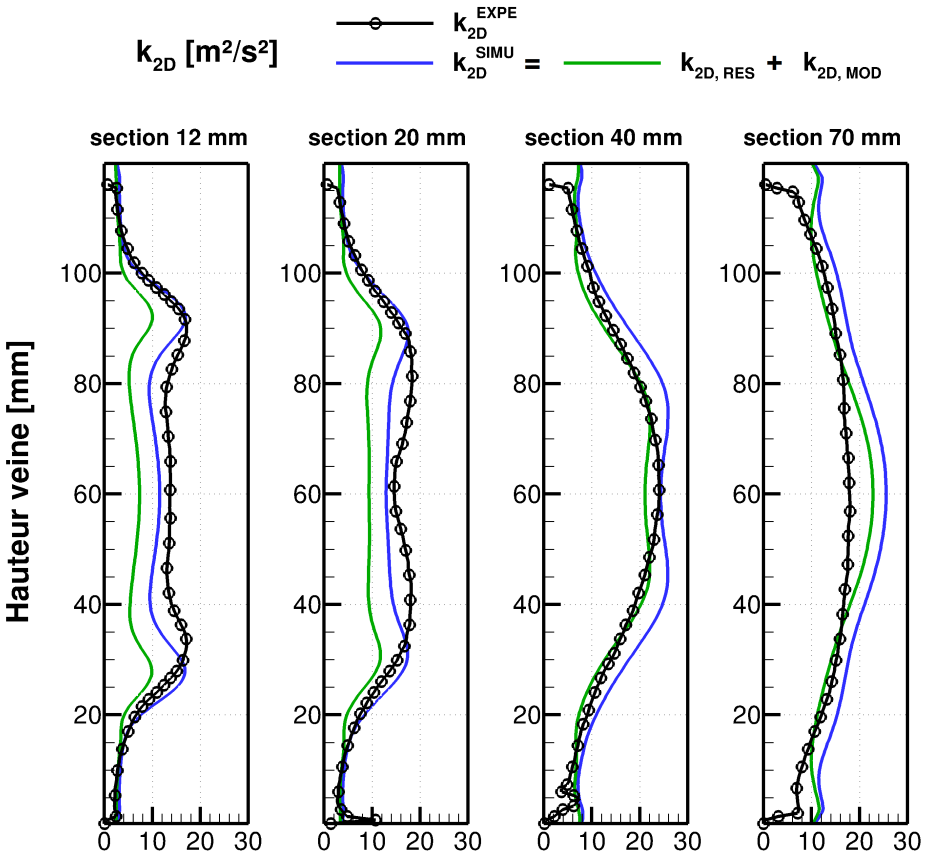


Figure 12.3 – Profils d'énergie cinétique turbulente (○ : mesures PIV $[k_{2D}^{EXPE}]$, — : calcul CHARME $[k_{2D}^{SIMU}]$, — : partie résolue du calcul CHARME $[k_{2D,RES}]$. Avec $k_{2D}^{SIMU} = k_{2D,RES} + k_{2D,MOD}$ - *Conditions de référence*

Une autre étape de validation des simulations consiste à vérifier que le calcul restitue convenablement le phénomène de détachement tourbillonnaire. Pour cela, on compare les spectres de pression entre l'expérience et la simulation. Dans les deux cas, deux prises de pression ont permis de mesurer le signal de pression différentielle ΔP entre la partie inférieure et supérieure de l'accroche-flamme. L'analyse du signal consiste à supprimer la composante continue du signal et à appliquer une transformation de Fourier rapide (FFT) à celui-ci. La figure 12.4 montre la comparaison du spectre expérimental (noir) et du spectre obtenu par simulation (bleu). On constate un très bon accord entre les deux résultats, le pic de fréquence étant localisé à environ 33 Hz dans les deux cas.

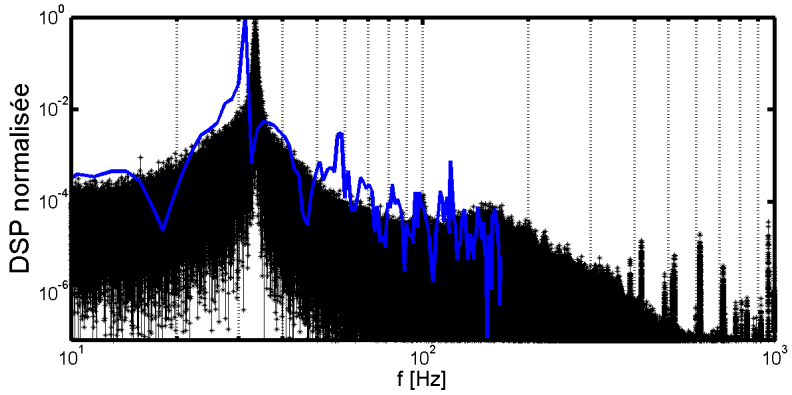


Figure 12.4 – Densités spectrales de puissance obtenues à partir du signal de pression (repère log-log). **Mesure expérimentale**/**calcul CHARME** - *Conditions de référence*

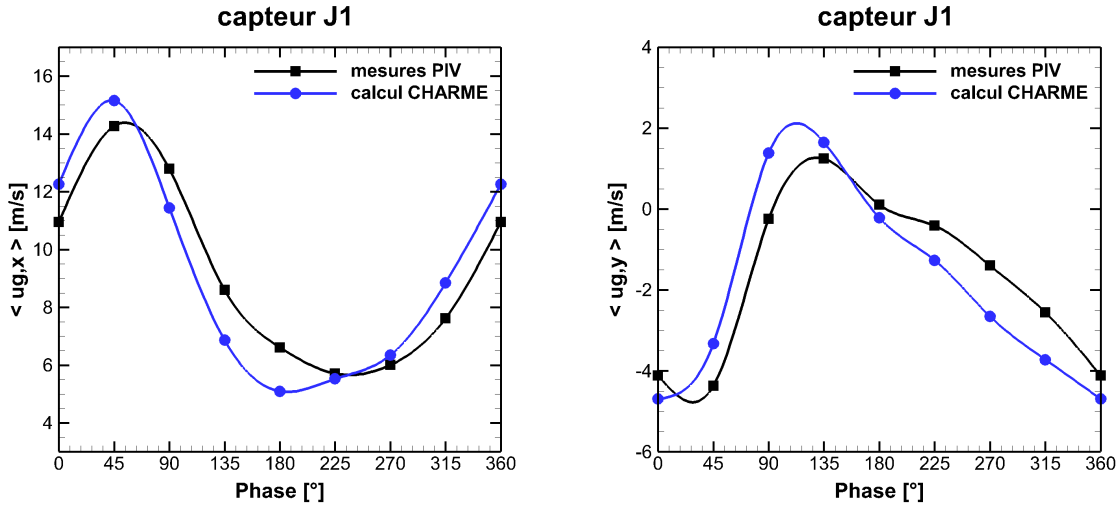


Figure 12.5 – Évolution des vitesses longitudinale et transversale de la phase gazeuse au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au niveau du capteur $J_1(53\,;100)_{X,Y[mm]}$ - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - ■ : mesures PIV, ● : calcul CHARME - *Conditions de référence*

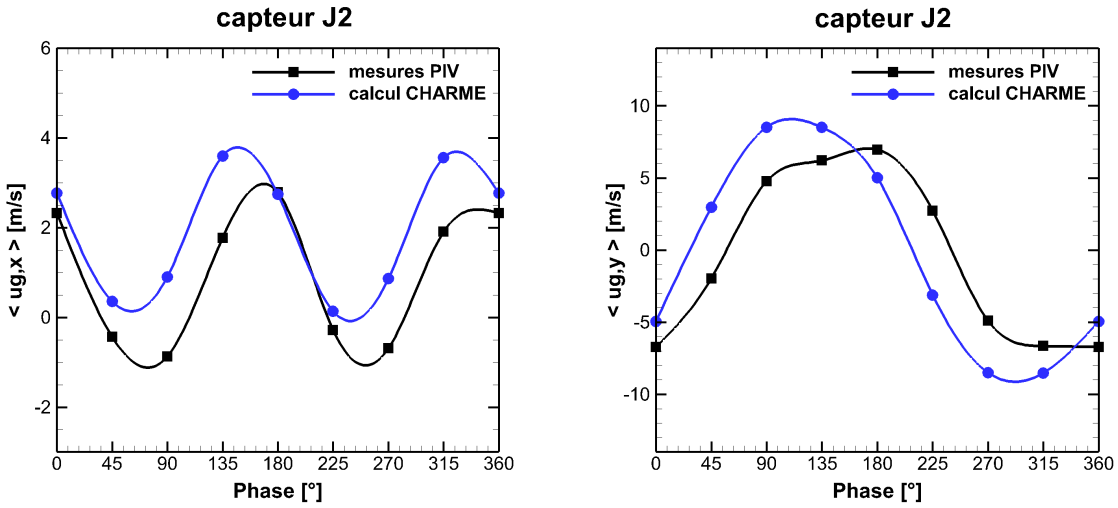


Figure 12.6 – Évolution des vitesses longitudinale et transversale de la phase gazeuse au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au niveau du capteur $J_2(53\,;60)_{X,Y[mm]}$ - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - ■ : mesures PIV, ● : calcul CHARME - *Conditions de référence*

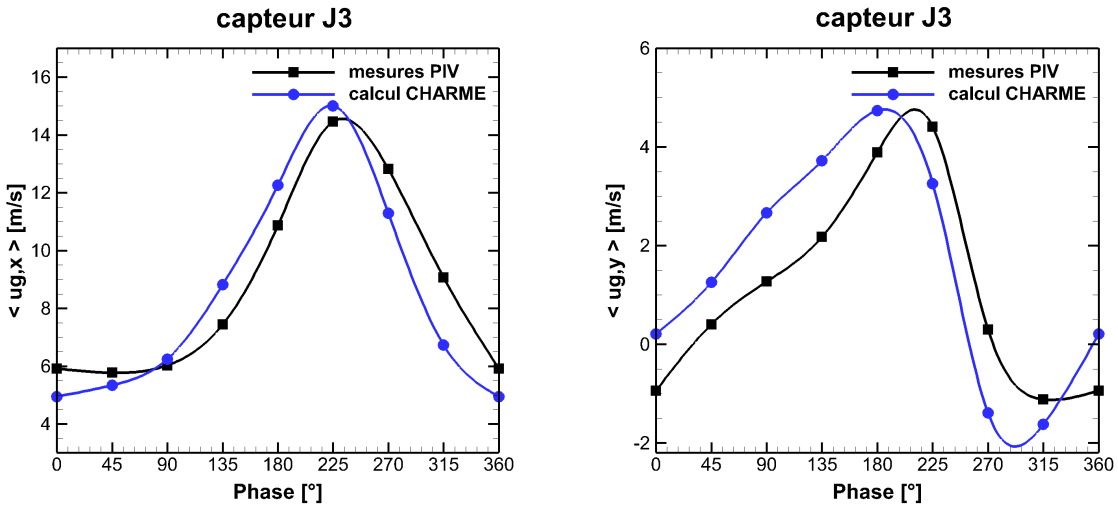


Figure 12.7 – Évolution des vitesses longitudinale et transversale de la phase gazeuse au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au niveau du capteur $J_3(53\,;20)_{X,Y[mm]}$ - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - ■ : mesures PIV, ● : calcul CHARME - *Conditions de référence*

La dernière étape de validation de l'écoulement monophasique consiste à vérifier que le comportement instationnaire moyen est bien restitué par le calcul. Pour cela, on procède à un traitement conditionnel des vitesses du champ gazeux à partir du signal de pression ΔP. Pour la simulation et les mesures PIV, le traitement conditionnel est réalisé avec une précision de phase de $\Delta\varphi = \pm\ 4°$. Les comparaisons simulation/expérience des vitesses moyennées en phase aux points $J_1(53\,;100)$, $J_2(53\,;60)$ et $J_3(53\,;20)$ sont présentées en figures 12.5, 12.6 et 12.7. Au point $J_2(53\,;60)$, situé sur l'axe médian du foyer, on notera que la vitesse longitudinale présente une fréquence double par rapport à la vitesse transversale. Ce comportement est dû au battement de la zone de recirculation, c.-à-d. un mouvement d'« aller-retour » à chaque passage de tourbillon. On remarquera qu'aux capteurs $J_1(53\,;100)$ et $J_3(53\,;20)$, ce phénomène n'existe pas car les points sont décalés de l'axe.

L'analyse de ces résultats permet de vérifier que la simulation numérique restitue convenablement la dynamique globale de l'écoulement gazeux (en terme d'amplitude et de déphasage).

De manière générale, il apparaît que, pour le *point de référence*, le calcul de la phase gazeuse donne des résultats en bon accord avec les mesures de vitesses (moyennes, fluctuantes), et ce pour l'ensemble des sections testées.

12.2 Écoulement diphasique non-réactif

Pour la phase de carburation du foyer, au *point de fonctionnement nominal*, les résultats de la simulation Euler-Lagrange instationnaire sont comparés, en terme de vélocimétrie et de granulométrie, à des résultats de mesures PDI. On rappelle que les données PDI ne sont disponibles que pour deux plans, situés en X = {9 ; 53} mm. Du fait de la limitation des accès optiques de la chambre, les mesures sont limitées entre Y = [32 ; 82] mm.

La comparaison expérience/simulation des profils de vitesses et tailles de gouttes est illustrée en figure 12.8. Les profils de la phase liquide sont globalement bien reproduits pour la composante de vitesse longitudinale. On constate une inversion du profil de vitesse longitudinale à proximité de l'axe entre les deux sections étudiées, ce qui est confirmé par les observations expérimentales. On remarque également que la composante de vitesse transverse est moins bien représentée dans le calcul à la section 9 mm. Cet écart est vraisemblablement dû à l'hypothèse faite dans les conditions limites d'injection de l'approche FIMUR, où l'on a supposé que la quantité de mouvement des gouttes est uniformément distribuée dans l'ensemble du brouillard. Les écarts de vitesse observés selon la composante transversale en zone proche injecteur se répercutent logiquement sur la section 53 mm. Les diamètres moyens D_{10} et D_{32} mesurés par PDI sont également comparés à ceux obtenus par le calcul. L'évolution de ces deux grandeurs est correctement restituée pour les deux sections d'analyse. On notera que l'effet de dissymétrie du brouillard réel n'a pas été pris en compte dans la simulation, ce qui explique une partie des écarts observés.

La figure 12.9 présente la comparaison expérience/simulation du spectre du signal de pression ΔP.

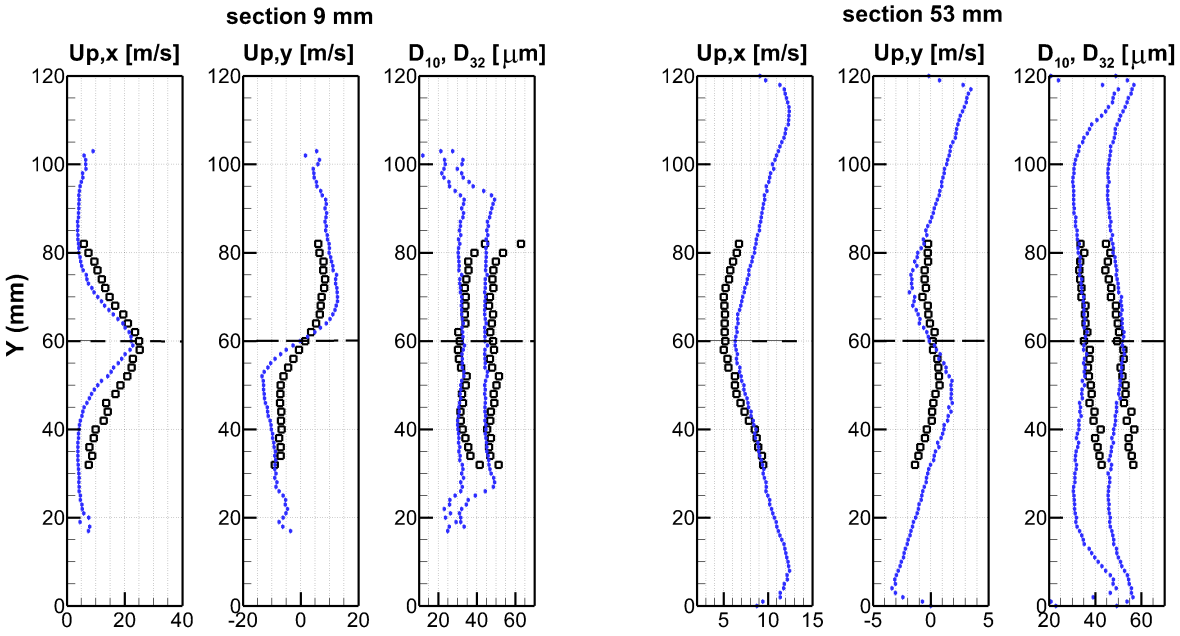


Figure 12.8 – Profils moyens de vitesses et de diamètres de goutes dans le plan médian du brouillard. Deux traversées verticales à X = {9 ; 53} mm. □ : mesures PDI, • : calcul CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

Le calcul restitue correctement le pic de fréquence mesuré sur le montage PROMÉTHÉE, qui correspond à la signature des allées de von Kármán. Notons également que, conformément aux observations expérimentales, le signal de pression numérique est très peu altéré par l'injection de gouttes dans le domaine de calcul. Ce résultat confirme que le chargement en masse liquide du brouillard est suffisamment faible pour que les gouttes ne perturbent pas le mécanisme de détachement tourbillonnaire.

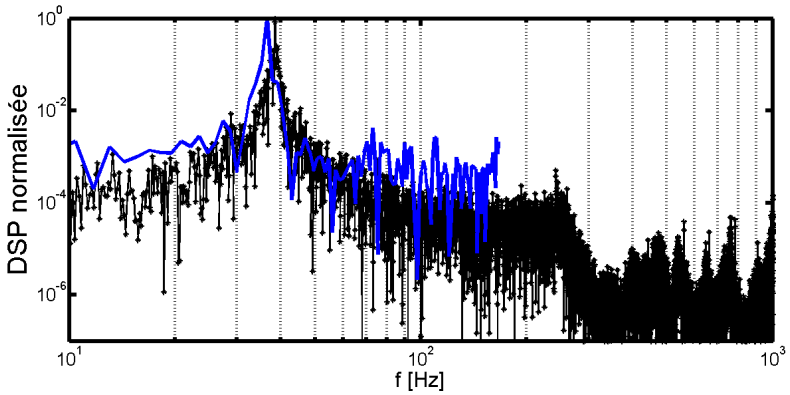


Figure 12.9 – Densités spectrales de puissance obtenues à partir du signal de pression (repère log-log). **Mesure expérimentale**/**calcul CHARME-SPARTE** - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

De la même manière que pour la phase gazeuse, il est possible de conditionner en phase les données numériques portant sur la phase liquide. Une nouvelle fois, c'est le signal de pression différentielle ΔP qui est utilisé comme signal de référence. La figure 12.10 présente la moyenne de phase de la vitesse transversale instantanée des gouttes $u_{p,y}$, dans le cas expérimental (noir), et dans la simulation (bleu), au niveau du capteur $J_2(53\,;60)$. Cette analyse montre que la simulation restitue globalement bien la dynamique périodique des gouttes transportées par les structures tourbillonnaires à grandes échelles. On constate malgré tout des écarts en terme de déphasage et d'amplitude entre les deux courbes. Le déphasage observé entre le calcul et l'expérience change de signe par rapport aux *conditions de référence* (cf. figure 12.6). Malheureusement, l'absence de données expérimentales pour la phase gazeuse au *point de fonctionnement nominal* ne permet pas d'expliquer ce comportement.

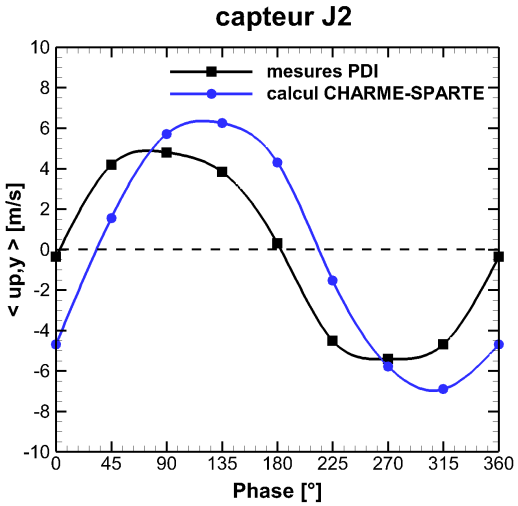


Figure 12.10 – Évolution de la vitesse transversale de la phase dispersée au cours du cycle de détachement tourbillonnaire, au niveau du capteur $J_2(53\,;60)_{X,Y\,[mm]}$ - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase) - ■ : mesures PDI, ● : calcul CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

Chapitre 13

Analyse des résultats de simulation

Sommaire

13.1 Interactions gaz/gouttes [*non-réactif*] **205**
13.1.1 Relaxation des gouttes 205
13.1.2 Dispersion des gouttes 208
13.2 Structure de la flamme diphasique [*réactif*] **212**

La caractérisation expérimentale de l'écoulement gazeux en présence de gouttes est une tâche particulièrement difficile, puisqu'il faut définir un critère de discrimination pour traiter séparément les traceurs d'écoulement et les gouttes [105]. Dans le cadre de ce travail, la mise en œuvre d'un tel procédé de mesures n'a pas été possible. La simulation numérique semble toutefois être une alternative intéressante, puisqu'il est possible d'extraire les champs de vitesses pour la phase gazeuse et pour la phase dispersée. Dans ce chapitre, on s'intéresse au comportement dynamique et à la dispersion des gouttes vis-à-vis du champ gazeux, en conditions inertes. À la fin de ce chapitre, on présente la mise en place et les premiers résultats d'un calcul diphasique réactif.

13.1 Interactions gaz/gouttes [*non-réactif*]

13.1.1 Relaxation des gouttes

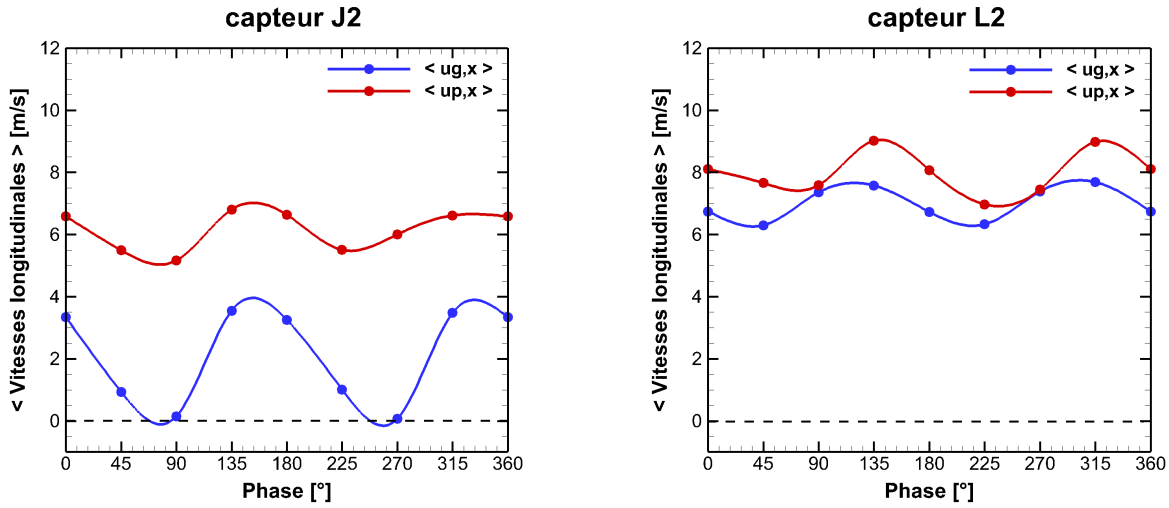
L'intérêt principal d'une simulation de type URANS est sa capacité à capturer des structures instationnaires cohérentes (à grandes échelles) avec un coût CPU modéré par rapport à une approche LES plus précise. En outre, l'approche URANS est bien adaptée pour réaliser des traitements conditionnels et des moyennes de phase. Ici, on souhaite tirer profit de cette spécificité pour caractériser la dynamique périodique de l'écoulement inerte. Comme dans l'expérience, le traitement conditionnel des simulations sera basé sur le signal de pression différentielle, ΔP, mesuré de part et d'autre de l'accroche-flamme. Pour cette étude, deux points d'analyse sont traités : le capteur $J_2(53\,;60)$ et le

capteur $L_2(120\,;60)$. Les deux capteurs sont situés sur l'axe médian de la chambre. On rappelle que le premier capteur est situé juste à l'extrémité de la zone de recirculation moyenne et le second dans la couche de mélange (cf. figure 6.2). Les figures 13.1 et 13.2 présentent l'évolution des vitesses longitudinale et transversale pour les deux points, à la fois pour la phase gazeuse et pour la phase dispersée, au cours du cycle de détachement tourbillonnaire. Le tableau H.1, placé en annexe, présente une synthèse de ces résultats.

En premier lieu, on observe que le glissement moyen des gouttes, caractérisé par la différence de vitesses moyennes entre la phase dispersée et la phase gazeuse, diminue entre $J_2(53\,;60)$ et $L_2(120\,;60)$ (cf. annexe, tableau H.1). Ce résultat implique que toutes les gouttes n'ont pas atteint l'équilibre dynamique avec le gaz au point $J_2(53\,;60)$, et, en particulier, qu'une partie d'entre elles a toujours en mémoire les conditions d'injection, c.-à-d. avec une quantité de mouvement accentuée suivant la composante longitudinale.

L'évolution de comportement dynamique des gouttes entre les points $J_2(53\,;60)$ et $L_2(120\,;60)$ est décrite par deux phénomènes :

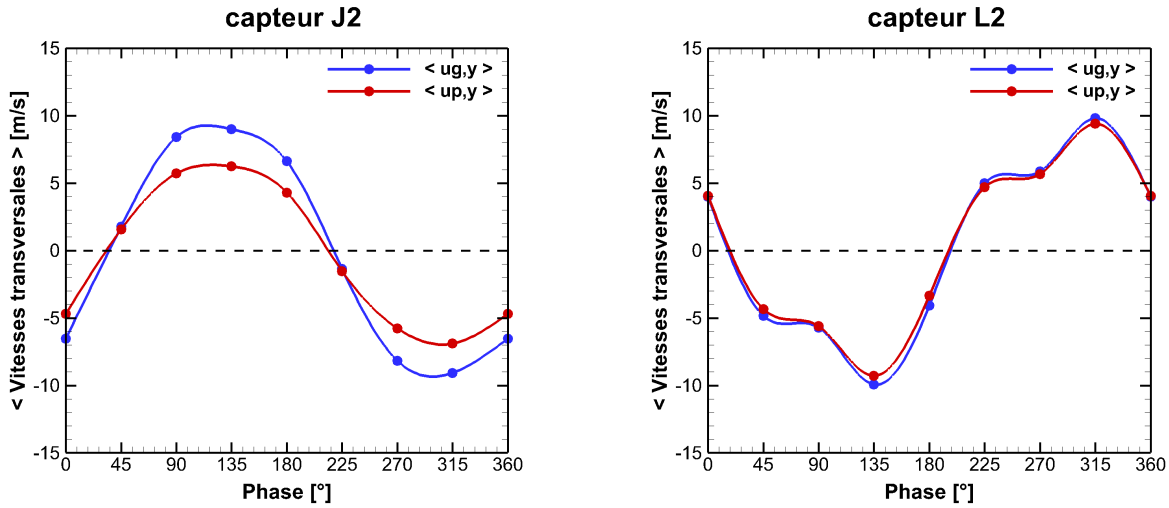
1. les gouttes sont de moins en moins influencées par les conditions d'injection ;
2. entre ces deux points, le diamètre arithmétique moyen des gouttes diminue, du fait de leur évaporation (cf. annexe, tableau H.1). En conséquence, les gouttes sont moins inertielles au point $L_2(120\,;60)$ (τ_p diminue).



(a) Capteur $J_2(53\,;60)_{X,Y[mm]}$ **(b)** Capteur $L_2(120\,;60)_{X,Y[mm]}$

Figure 13.1 – Évolution des vitesses longitudinales pour la phase gazeuse (●) et la phase dispersée (●), au cours du cycle de détachement tourbillonnaire - ($< . >$: opérateur de moyenne de phase)- Données obtenues par simulation CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal*

La figure 13.3 présente les corrélations diamètre/vitesse longitudinale des gouttes au niveau des



(a) Capteur $J_2(53\,;60)_{X,Y[mm]}$ **(b)** Capteur $L_2(120\,;60)_{X,Y[mm]}$

Figure 13.2 – Évolution des vitesses transversales pour la phase gazeuse (●) et la phase dispersée (●), au cours du cycle de détachement tourbillonnaire - (< . > : opérateur de moyenne de phase) - Données obtenues par simulation CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal*

points $J_2(53\,;60)$ et $L_2(120\,;60)$. Au point $J_2(53\,;60)$ (cf. figure 13.3(a)), les gouttes inférieures à 50 µm sont caractérisées par des vitesses longitudinales indépendantes du diamètre, ce qui suggère que ces gouttes se comportent comme des traceurs d'écoulement. À l'inverse, pour les gouttes plus grandes que cette taille critique, on observe une dépendance entre leur diamètre et leur distribution de vitesse longitudinale (moyenne et variance). Il est notable que plus les gouttes sont grandes, plus leur quantité de mouvement est élevée et moins la dispersion de vitesse est importante. Ceci est révélateur d'un comportement de gouttes inertielles. On remarque également qu'au point $L_2(120\,;60)$ (cf. figure 13.3(b)), la proportion de gouttes dont la vitesse longitudinale est indépendante du diamètre est plus grande qu'au point $J_2(120\,;60)$. En effet, les gouttes inférieures à 70 µm se comportent de traceur. Par la suite, on verra en figure 13.4 que les gouttes inférieures à ce diamètre critique sont dispersées par les structures tourbillonnaires.

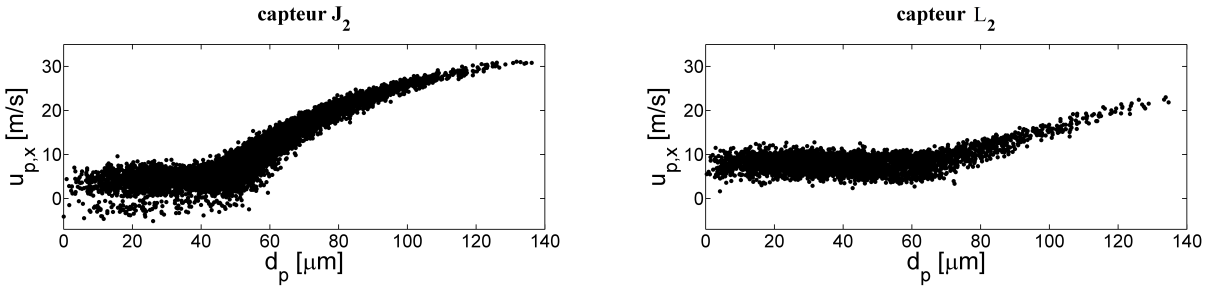
En annexe, dans le tableau H.1, on présente les écart-types de vitesses pour la phase gazeuse et pour la phase dispersée. Les résultats montrent une atténuation des fluctuations de l'écoulement gazeux entre les points $J_2(53\,;60)$ et $L_2(120\,;60)$. On remarque aussi que cette réduction est accentuée suivant la composante longitudinale de vitesse. Concernant la phase liquide, on note, d'une part, une augmentation des fluctuations (cf. tableau H.1), et, d'autre part, une dynamique du brouillard en phase avec la dynamique globale du gaz (cf. figure 13.2).

Un autre constat intéressant est que les vitesses des gouttes sont plus proches de celles du gaz suivant la composante transversale que suivant la composante longitudinale. Afin d'expliquer cette différence de comportement, deux hypothèses sont envisagées :

1. les conditions d'injection induisent un glissement plus fort des gouttes suivant la composante longitudinale, ce qui retarde l'équilibre dynamique des gouttes dans cette direction. À l'inverse, l'équilibre entre les deux phases se fait plus rapidement suivant la composante transverse car l'écart de vitesse initial est plus faible ;
2. la pulsation longitudinale du gaz « vue » par les gouttes est deux fois plus grande que la pulsation transversale †. De fait, l'effet d'inertie est amplifié suivant la composante longitudinale. Ce phénomène est caractérisé par l'expression du nombre de Stokes :

$$St_{\omega_{x_i}} = \frac{\tau_p \cdot \omega_{x_i}}{2\pi} \tag{13.1}$$

De cette expression, il apparaît qu'une pulsation $\omega_{\boldsymbol{x}_i}$ plus grande entraîne un nombre de Stokes plus grand, et conduit *a fortiori* à une diminution de l'effet d'entraînement des gouttes par le fluide.



(a) Capteur $J_2(53\,;60)_{X,Y[mm]}$ **(b)** Capteur $L_2(120\,;60)_{X,Y[mm]}$

Figure 13.3 – Nuage de points caractérisant les corrélations diamètre/vitesse longitudinale des gouttes aux capteur J_2 et L_2 - Données obtenues par simulation CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal*

13.1.2 Dispersion des gouttes

À présent, on souhaite étudier la manière dont les gouttes sont dispersées dans la chambre du montage PROMÉTHÉE, en conditions inertes. La démarche retenue consiste à analyser, en détail, un champ aérodiphasique instantané. Sur la figure 13.4, le champ instantané du critère de vorticité Q met en évidence quatre structures tourbillonnaires. Les tourbillons sont colorés en fonction du signe de vorticité, à savoir en bleu pour le sens horaire et en rouge pour le sens trigonométrique. On constate ainsi que les tourbillons sont contrarotatifs deux à deux, ce qui est caractéristique des allées de von Kármán. Conformément aux visualisations PIV (cf. figure 7.6), la taille caractéristique des tourbillons correspond approximativement à la moitié de la hauteur de chambre, soit 60 mm. Concernant la phase

†. ce comportement est dû au battement de la zone de recirculation (mouvement d'« aller-retour » à chaque passage d'un tourbillon

liquide, cinq classes de tailles de gouttes ont été définies : $\mathcal{C}^1([1\,;\,30]$ µm), $\mathcal{C}^2([30\,;\,50]$ µm), $\mathcal{C}^3([50\,;\,70]$ µm), $\mathcal{C}^4([70\,;\,90]$ µm) et $\mathcal{C}^5([90\,;\,110]$ µm). Les résultats montrent qu'en fonction de leur taille, les gouttes s'organisent de manière différente vis-à-vis du champ gazeux. En effet, sur la figure 13.4, on observe que pour les plus petites gouttes sont principalement concentrées en périphérie des structures tourbillonnaires cohérentes. Ce type de comportement est révélateur d'un phénomène de concentration préférentielle de gouttes. L'apparition du phénomène vient de la compétition entre la force centrifuge et la force de traînée des gouttes, ce qui entraîne à une accumulation de particules dans les zones de faible vorticité, en l'occurrence à l'extérieur des structures tourbillonnaires. On remarque que le phénomène de ségrégation préférentielle est visible jusqu'à une taille critique d'environ 70 µm. Au-delà, pour les classes $\mathcal{C}^4([70\,;\,90]$ µm) et $\mathcal{C}^5([90\,;\,110]$ µm) par exemple, le phénomène n'est plus visible, et les gouttes semblent dispersées de manière aléatoire dans la chambre.

Afin d'approfondir cette observation, on calcule le nombre de Stokes suivant trois échelles de l'écoulement fluctuants (Kolmogorov, intégrale, structures cohérentes) à partir du champ instantané et en utilisant le diamètre arithmétique moyen du brouillard comme diamètre de référence ($D_{10} \approx 35$ µm). On rappelle que le temps de relaxation des gouttes τ_p s'écrit :

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_p^2}{18\mu_{air}} \tag{13.2}$$

Échelle de Kolmogorov qui correspond la plus petite échelle de la turbulence. Dans ce cas, le temps caractéristique s'écrit :

$$\tau_K = \sqrt{\frac{\nu_g}{\epsilon}} \tag{13.3}$$

et le nombre de Stokes relatif à l'échelle de Kolmogorov s'exprime :

$$St_K = \frac{\tau_p}{\tau_K} \tag{13.4}$$

Les résultats montrent que le nombre de Stokes de Kolmogorov est très supérieur à l'unité dans l'ensemble du champ ($St_K \in [4\,;\,8]$), ce qui signifie que les gouttes sont inertielles vis-à-vis de l'échelle de Kolmogorov. De fait, on peut considérer que l'effet du micro-mélange, qui tend à « diffuser » spatialement les gouttes, est très faible dans la configuration PROMÉTHÉE.

Échelle intégrale des grandes structures de la turbulence Shuen et al. (1983) [159] donnent la définition de la durée de vie des tourbillons † :

$$\tau_E = \frac{L_E}{|u'_f|} \tag{13.5}$$

†. issue du modèle d'interaction tourbillon-particule (« Eddy Interaction Model »)

avec $|u'_f|$ la fluctuation de vitesse du gaz qui est égale à $(2k/3)^{1/2}$ (turbulence isotrope), et l'échelle de longueur des tourbillons les plus énergétiques, L_E, qui s'écrit :

$$L_E = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\epsilon} \tag{13.6}$$

L'expression du nombre de Stokes St_E est finalement :

$$St_E = \frac{\tau_p}{\tau_E} \tag{13.7}$$

Pour cette échelle, on constate que les gouttes dont la taille est inférieure au diamètre arithmétique moyen sont caractérisées par un nombre de Stokes St_E inférieur ou égal à un. On peut donc penser que les gouttes appartenant à la classe $\mathcal{C}^1([1\,;\,30]$ µm) sont influencées par les structures turbulentes à grandes échelles.

Échelle des structures cohérentes à grandes échelles avec f_T la fréquence des allées de von Kármán. Le nombre de Stokes St_ω est calculé comme suit :

$$St_\omega = \tau_p f_T \tag{13.8}$$

Pour le diamètre de référence, le nombre de Stokes associé aux structures cohérentes est égal à 7,2 $\cdot 10^{-2}$, donc beaucoup plus petit que l'unité. Ce résultat traduit le fait que les gouttes appartenant à la classe $\mathcal{C}^1([1\,;\,30]$ µm) sont fortement influencées par les allées de von Kármán. On notera que l'effet de ségrégation préférentielle est visible pour les gouttes inférieures à 70 µm, soit $St_\omega < 0,29$.

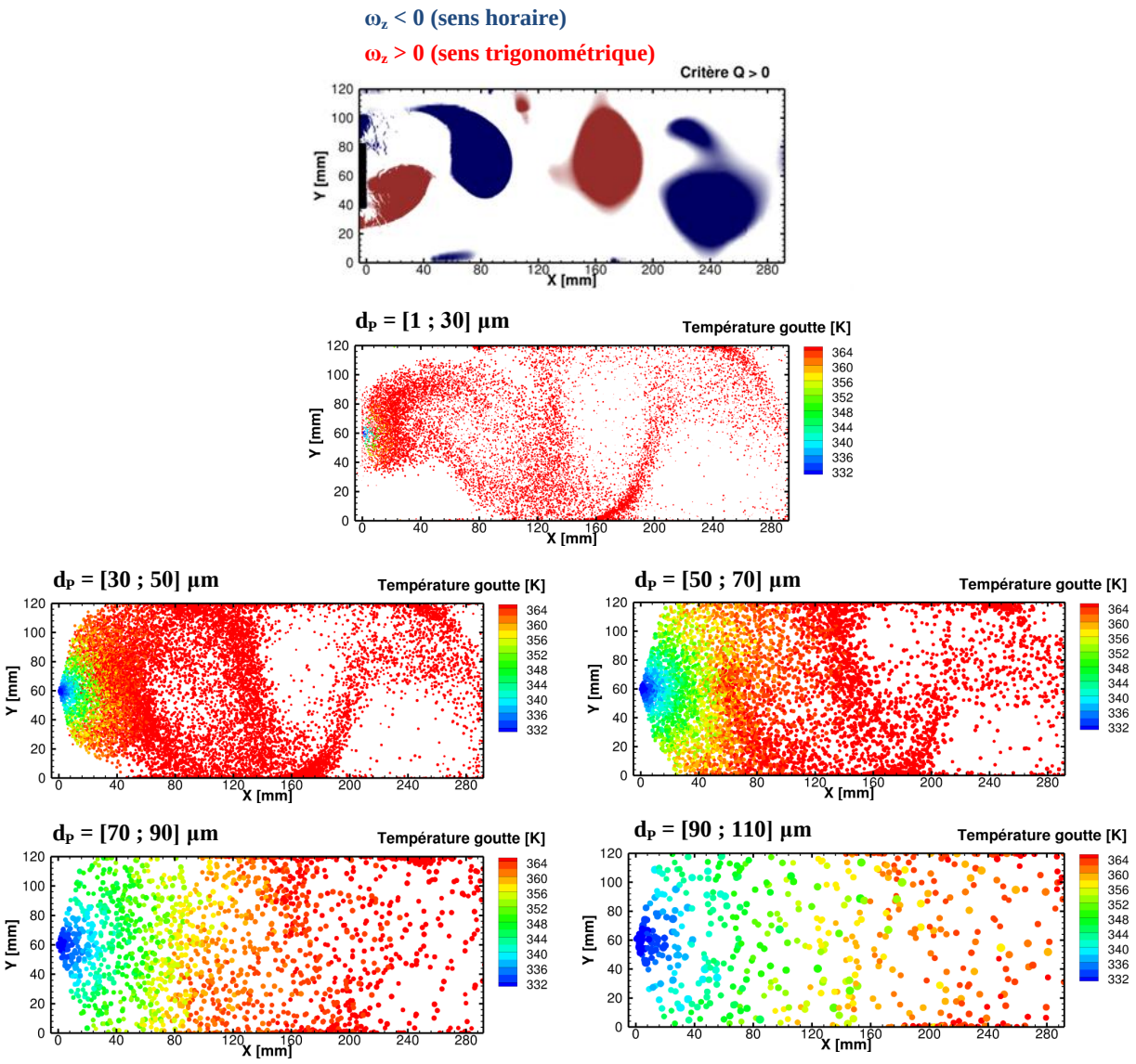


Figure 13.4 – Champ instantané représentant le critère Q de la phase gazeuse, ainsi que la répartition spatiale des gouttes suivant leur appartenance à une classe de diamètres. La taille des cercles est proportionnelle à la taille des gouttes. Les couleurs sont représentatives de leur températures

13.2 Structure de la flamme diphasique [*réactif*]

Dans cette section, on présente succinctement la mise en place d'un premier calcul URANS Euler-Lagrange réactif du foyer PROMÉTHÉE. Faute de temps, le calcul n'a pas abouti à une solution établie. En conséquence, les résultats présentés doivent être analysés avec précaution.

Pour la simulation du cas réactif, tous les paramètres de calcul et les conditions limites employés précédemment pour la simulation diphasique inerte ont été conservés, à l'exception du pas de temps qui été abaissé à 1 µs. Le mécanisme réactionnel 2S_KERO_BFER est utilisé avec la correction PEA, mais n'a pas été associé avec un modèle d'interaction chimie/turbulence, du fait de l'indisponibilité d'un tel modèle associé à une cinétique chimique non infiniment rapide pour des calculs RANS/URANS dans le logiciel CEDRE. L'allumage a été réalisé au moyen d'une injection de gaz brûlés dans le domaine de calcul, à proximité de l'injection. La composition et la température des gaz brûlés ont été préalablement calculé à l'aide du logiciel KDC [21], développé par l'ONERA.

La figure 13.5 présente un champ instantané du dégagement de chaleur (échelle logarithmique), auquel on a superposé la position des gouttes (en bleu). On observe que la flamme se stabilise au niveau des arêtes secondaires de l'accroche-flamme, dans une région où les vitesses sont déficitaires. On remarque également que la flamme est décrochée de l'injecteur (à environ 16 mm selon l'axe médian de la chambre), ce qui est caractéristique d'une flamme de diffusion. On observe que le nombre de gouttes traversant le front de flamme est relativement important et témoigne du caractère fortement diphasique de la combustion. Le champ complet montre que toutes ces gouttes s'évaporent en aval, dans les gaz brûlés, avant l'échappement.

Sur la figure 13.6 on a extrait les données le long de la ligne médiane de la chambre de combustion. Pour analyser la structure complexe de la flamme, l'indice de Takeno normalisé $\mathcal{F}$ est utilisé. Il est défini par la relation :

$$\mathcal{F} = \frac{\vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_F \vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_{Ox}}{||\vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_F \vec{\boldsymbol{\nabla}} Y_{Ox}||} \tag{13.9}$$

où l'opérateur $\vec{\boldsymbol{\nabla}}$ définit le gradient spatial et Y_F et Y_{Ox} sont les fractions massiques de carburant gazeux et d'oxydant. Afin de représenter l'indice de Takeno uniquement dans les zones réactives, on utilise un indice de Takeno « réactif », $\mathcal{F}_{reac}$, qui est conditionné par la valeur absolue du taux de dégagement de chaleur $\dot{W}_T$:

$$\mathcal{F}_{reac} = \mathcal{F} \cdot |\dot{W}_T| \tag{13.10}$$

Un indice de Takeno positif dans la flamme indique une combustion prémélangée, tandis qu'un indice négatif indique une combustion non-prémélangée (flamme de diffusion).

Nos premiers résultats indiquent que la flamme est principalement non-prémélangée (flamme de diffusion). Au niveau du front de flamme, la richesse locale est proche des proportions stœchimétriques ($\phi_{loc} = 1$), et la température des gaz y est maximale (2 300 K environ). Plus en aval, la richesse et la

température diminue. On constate également la présence d'une zone de flamme de prémélange, moins puissante. On peut penser ici que ce front est dû à la vapeur de carburant présente à l'extérieur du front de flamme et qui est issue des gouttes l'ayant traversé.

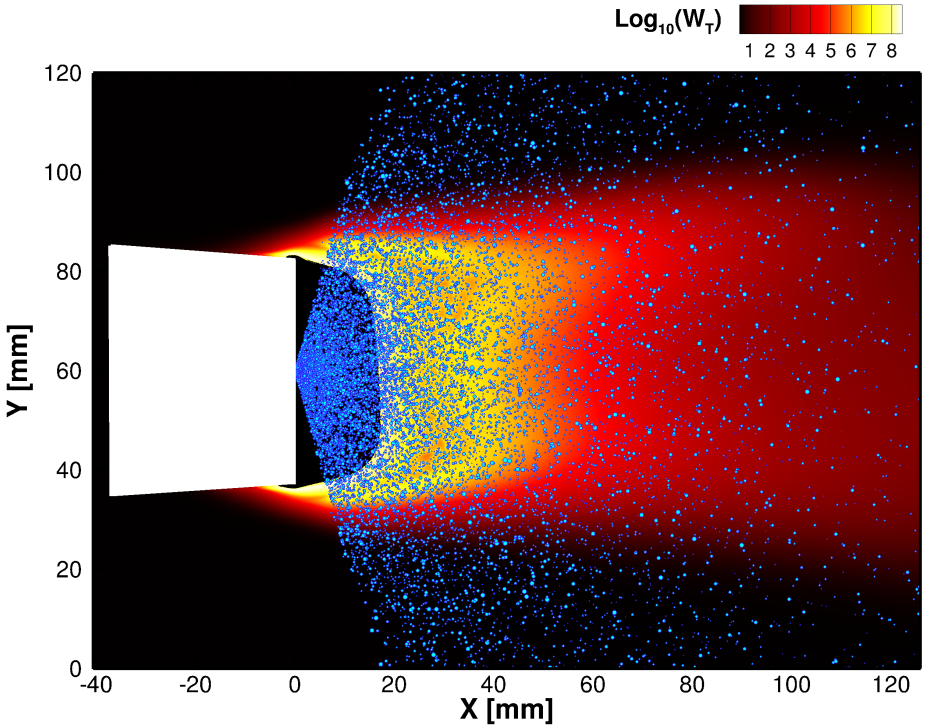


Figure 13.5 – Champ instantané du taux de dégagement [W/m^3] (échelle logarithmique de base 10) superposé avec la position des gouttes. Gouttes dilatées pour être bien visibles (facteur 7) - calcul CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

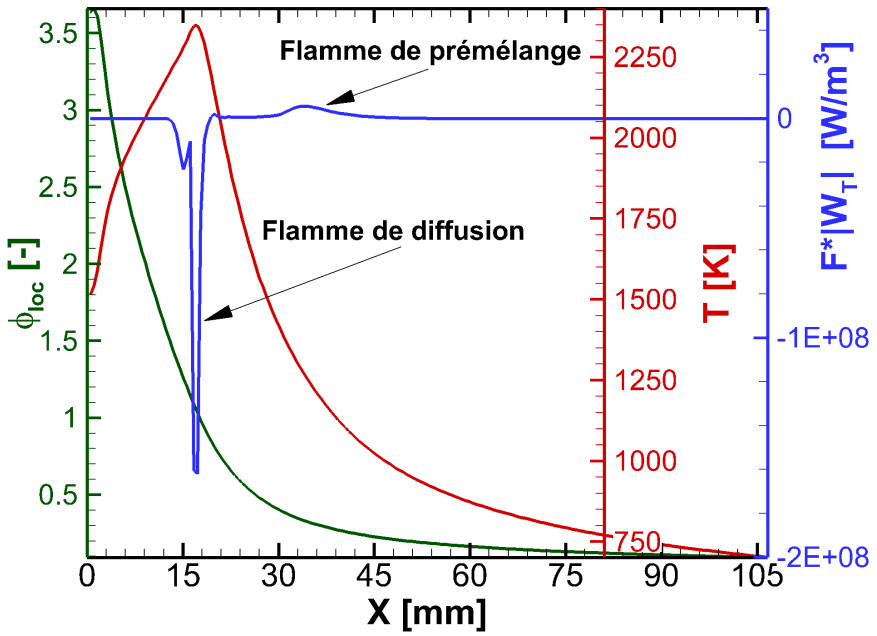


Figure 13.6 – Profils de richesse locale, de température et de l'indice de Takeno réactif extraits le long de la ligne Y = 60 mm - calcul CHARME-SPARTE - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

Partie V : Conséquence de l'effet de proximité sur l'évaporation et la combustion de gouttes

Chapitre 14

Modélisation de la distribution spatiale de gouttes dans un brouillard

Sommaire

14.1 Distribution de la plus proche voisine **218**
14.1.1 Approche théorique 218
14.1.2 Approche numérique 220
14.2 Effets de « clustering » **221**
14.3 Perspective d'application **223**
14.3.1 Limites actuelles 223
14.3.2 Vers un modèle multi-état 224
14.3.3 Influence du choix de la distribution spatiale de gouttes 225

Dans ce chapitre, trois points sont abordés. Dans un premier temps, on propose une revue théorique sur la distribution spatiale aléatoire de gouttes dans un brouillard. À partir des distributions théoriques, on dérive des valeurs de distance inter-gouttes moyennes et d'écart-type qui pourront être utilisées dans le cadre d'une modélisation. Dans un second temps, on s'intéresse à l'effet de « clustering », et on analyse son impact sur les valeurs de distance inter-gouttes moyenne et d'écart-type en se basant sur des résultats de simulations DNS-DPS. Enfin, on étudie la conséquence de l'hypothèse faite sur la distribution spatiale de gouttes dans le cadre d'une modélisation macroscopique de la combustion diphasique hétérogène.

14.1 Distribution de la plus proche voisine

14.1.1 Approche théorique

La connaissance des lois statistiques gouvernant la distribution spatiale de gouttes est essentielle pour modéliser les interactions « goutte à goutte » dans un brouillard. Hertz (1909) [80] et Chandrasekhar (1943) [40] ont proposé une distribution statistique permettant de calculer la probabilité pour une goutte donnée d'avoir sa plus proche voisine à une certaine distance. Cette distribution suppose un domaine à géométrie sphérique (dépendance en r uniquement), d'extension infinie et d'une densité volumique moyenne en gouttes notée $\overline{n_l}$.

Analyse 3D Soit $\mathcal{H}$ la fonction de distribution de la plus proche voisine, que l'on appellera distribution de Hertz-Chandrasekhar dans ce manuscrit. Elle vérifie :

$$\int_0^\infty \mathcal{H}(D_i)\,\mathrm{d}D_i = 1 \tag{14.1}$$

avec D_i la distance euclidienne minimale entre une goutte quelconque et toutes les autres présentes dans le spray, c.-à-d. la distance à la plus proche voisine.

La probabilité $\mathrm{d}p(D_i)$, égale à $\mathcal{H}(D_i)\,\mathrm{d}D_i$, correspond à la probabilité de trouver la plus proche voisine dans la région $r \in [D_i\,;D_i + \mathrm{d}D_i]$. Cette probabilité se décompose comme le produit de deux probabilités élémentaires : $p'(D_i)$ et $\mathrm{d}p''(D_i)$:

$$\mathrm{d}p(D_i) = \mathcal{H}(D_i)\,\mathrm{d}D_i = p'(D_i)\cdot \mathrm{d}p''(D_i) \tag{14.2}$$

La première probabilité, $p'(D_i)$, correspond à la probabilité qu'aucune autre goutte ne soit présente dans la sphère de rayon r $< D_i$. En supposant une distribution spatiale de gouttes parfaitement aléatoire, cette probabilité peut s'estimer à l'aide d'une loi de Poisson :

$$\mathcal{P}(\lambda, k) = \frac{\lambda^k}{k!}\exp(-\lambda) \tag{14.3}$$

avec k, un entier naturel, qui correspond au nombre de gouttes voisines que l'on suppose dans un volume donné et λ le nombre moyen de gouttes dans ce volume. Le paramètre λ se calcule simplement comme le produit de la densité volumique moyenne de gouttes $\overline{n_l}$ par le volume considéré. Ainsi, pour exprimer la probabilité $p'(D_i)$ à partir de la loi de Poisson, on pose :

$$\begin{cases} k = 0 \\ \lambda = \dfrac{4}{3}\pi\overline{n_l}D_i^3 \end{cases} \tag{14.4}$$

Il s'ensuit l'expression de $p'(D_i)$:

$$p'(D_i) = \exp\left(-\frac{4}{3}\pi\overline{n_l}D_i^3\right) \tag{14.5}$$

La seconde probabilité, $\mathrm{d}p''(D_i)$, correspond à la probabilité qu'au moins une goutte se trouve dans l'enveloppe sphérique externe, soit $r \in [D_i; D_i + \mathrm{d}D_i]$. La probabilité se calcule alors par la relation suivante :

$$\mathrm{d}p''(D_i) = 4\pi\overline{n_l}D_i^2\,\mathrm{d}Di \tag{14.6}$$

La combinaison des équations 14.2, 14.5 et 14.6 mène à l'expression de la distribution de Hertz-Chandrasekhar :

$$\boxed{\mathcal{H}(D_i) = 4\pi\overline{n_l}D_i^2 \cdot \exp\left(-\frac{4}{3}\pi\overline{n_l}D_i^3\right)} \tag{14.7}$$

À partir de cette expression, il est possible de calculer l'espacement moyen entre chaque goutte et sa plus proche voisine, pour une densité fixée $\overline{n_l}$:

$$\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}] = \int_0^\infty D_i\mathcal{H}(D_i)\,\mathrm{d}D_i \tag{14.8}$$

En substituant l'expression 14.7 dans l'équation 14.8, on obtient :

$$\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}] = \left(\frac{3}{4\pi\overline{n_l}}\right)^{1/3}\int_0^\infty \exp(-u)u^{1/3}\,\mathrm{d}u \tag{14.9}$$

En posant les termes u et $\mathrm{d}u$ comme :

$$\begin{cases} u = \dfrac{4}{3}\pi\overline{n_l}D_i^3 \\ \mathrm{d}u = 4\pi\overline{n_l}D_i^2\,\mathrm{d}D_i \end{cases} \tag{14.10}$$

et en utilisant la fonction gamma $\Gamma(z)$ pour calculer l'intégrale, on en déduit une expression analytique :

$$\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}] = \left(\frac{3}{4\pi\overline{n_l}}\right)^{1/3}\Gamma\left(\frac{4}{3}\right)\overline{n_l}^{-1/3} \tag{14.11}$$

$$\boxed{\mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}] \approx 0,5539\,\overline{n_l}^{-1/3}} \tag{14.12}$$

Par extension, on peut calculer la variance, $VAR[D_i \mid \overline{n_l}]$, des distances entre chaque goutte et sa plus proche voisine, selon :

$$VAR[D_i \mid \overline{n_l}] = \int_0^\infty \left(D_i - \mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}]\right)^2\mathcal{H}(D_i)\,\mathrm{d}D_i \tag{14.13}$$

Après développement, il s'ensuit :

$$VAR[D_i \mid \overline{n_l}] = \left(\frac{3}{4\pi\overline{n_l}}\right)^{2/3} \left(\Gamma\left(\frac{5}{3}\right) - \Gamma\left(\frac{4}{3}\right)^2\right) \overline{n_l}^{-2/3} \tag{14.14}$$

L'expression de l'écart-type $SD[D_i \mid \overline{n_l}]$ s'écrit par conséquent :

$$\boxed{SD[D_i \mid \overline{n_l}] \approx 0,2013\, \overline{n_l}^{-1/3}} \tag{14.15}$$

Analyse 2D La connaissance de la distribution de Hertz-Chandrasekhar en 2D est également intéressante, en particulier pour analyser les distributions expérimentales des distances inter-gouttes obtenues dans un plan laser (visualisations tomographiques). En appliquant le même raisonnement que précédemment et en utilisant la densité surfacique moyenne de gouttes $\bar{n}$, on a :

$$\boxed{\mathcal{H}(D_i) = 2\pi\bar{n}D_i \cdot \exp\left(-\pi\bar{n}D_i^2\right)} \tag{14.16}$$

On obtient alors l'expression de l'espacement moyen entre gouttes voisines dans un plan, pour une densité surfacique de gouttes donnée :

$$\boxed{\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] = 0,5\, \bar{n}^{-1/2}} \tag{14.17}$$

De la même façon, dans un plan, l'écart-type de la distance inter-gouttes voisines s'exprime selon :

$$\boxed{SD[D_i \mid \bar{n}] \approx 0,2613\, \bar{n}^{-1/2}} \tag{14.18}$$

14.1.2 Approche numérique

Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé un outil de simulation Monte-Carlo † permettant de générer des distributions spatiales aléatoires uniformes de particules ‡. Le programme, développé avec le logiciel Matlab, consiste en un générateur de nombres pseudo-aléatoires de type Mersenne-Twister, dont la période est égale à $2^{19937} - 1$. Ce programme permet, dans un premier temps, de générer des positions aléatoires de particules, en définissant au préalable la densité moyenne de gouttes (volumique ou surfacique) et les caractéristiques du domaine étudié (géométrie, dimensions). Dans un second temps, des analyses statistiques sont réalisées sur la distance entre gouttes voisines D_i.

Le programme a fait l'objet de tests préliminaires pour vérifier sa capacité à restituer les résultats théoriques obtenus à partir de la distribution de Hertz-Chandrasekhar. Les calculs ont été réalisés sur des domaines de grandes dimensions par rapport à l'espacement moyen des particules, ceci afin de minimiser les effets de bord et d'assurer la convergence statistique des résultats (échantillons d'au moins 20 000 particules). Les comparaisons théorique/numérique sont présentées dans le tableau 14.1.

†. méthode numérique basée sur des tirages aléatoires
‡. ici considérées comme des inclusions ponctuelles et définies par leur barycentre

Les résultats montrent que le programme restitue fidèlement les valeurs théoriques. Par conséquent, le programme est validé et peut être utilisé pour traiter des données expérimentales ou numériques. Dans la section suivante, on cherche à savoir si l'analyse faite sur la distance entre plus proches voisines est capable de capturer des effets de « clustering ».

	Aléatoire théorique (Dist. de Hertz-Chandrasekhar)		Aléatoire simulation (Méthode Monte-Carlo)	
2D $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] = \alpha\,\bar{n}^{-1/2}$ $SD[D_i \mid \bar{n}] = \beta\,\bar{n}^{-1/2}$	Disque	$\alpha = 0{,}5$	Disque	$\alpha = 0{,}4988$
		$\beta = 0{,}2613$	–	$\beta = 0{,}2619$
	–	–	Carré	$\alpha = 0{,}5056$
	–	–	–	$\beta = 0{,}2620$
3D $\mathbb{E}[D_i \mid \bar{n}] = \alpha\,\bar{n}^{-1/3}$ $SD[D_i \mid \bar{n}] = \beta\,\bar{n}^{-1/3}$	Sphère	$\alpha = 0{,}5539$	Sphère	$\alpha = 0{,}5598$
		$\beta = 0{,}2013$	–	$\beta = 0{,}2069$
	–	–	Cube	$\alpha = 0{,}5604$
	–	–	–	$\beta = 0{,}2090$

Tableau 14.1 – Comparaison des coefficients multiplicateurs α et β entre une distribution aléatoire théorique (distribution de Hertz-Chandrasekher) et une distribution aléatoire obtenue par simulation Monte-Carlo (échantillons $> 20\,000$ gouttes), pour différentes géométries de domaine

14.2 Effets de « clustering »

Les lois statistiques décrivant la distribution spatiale de particules dans un écoulement sont d'un grand intérêt et ont été étudiées depuis plusieurs décennies. La loi de Poisson, qui permet de décrire une distribution parfaitement aléatoire de gouttes, est probablement la plus utilisée. Cependant, Kostinski et al. (2000) [93] ont montré que dans certains conditions, la distribution spatiale de particules peut s'éloigner d'une simple loi de Poisson, en particulier lorsque des effets de « clustering » apparaissent. En général, ces effets sont mis en évidence à l'aide d'un indice de « clustering » noté CI et défini comme :

$$CI = \frac{\overline{(\delta n_l)^2}}{\overline{n_l}} - 1 \tag{14.19}$$

avec $\overline{n_l}$ et $\overline{(\delta n_l)^2}$ la densité volumique de gouttes moyenne et son écart-type mesurées dans un volume ΔV.

Cet indice permet de quantifier l'écart d'une distribution de gouttes par rapport à une distribution

parfaitement aléatoire (loi de Poisson). Si $CI = -1$ alors les particules sont distribuées de manière régulière (gouttes équidistantes). À l'inverse, lorsque $CI > 0$, les particules sont agglomérées (distribution hétérogène). On notera que le principal inconvénient de l'indice CI est d'être dépendant de la taille du volume ΔV.

À présent, on veut savoir si une analyse basée sur les distances entre gouttes voisines est pertinente pour mettre en évidence des effets de « clustering ». Notre démarche consiste à étudier l'influence du niveau de « clustering » sur les valeurs des coefficients de proportionnalité α et β :

$$\begin{cases} \mathbb{E}[D_i \mid \overline{n_l}] = & \alpha \cdot \overline{n_l}^{-1/3} \\ SD[D_i \mid \overline{n_l}] = & \beta \cdot \overline{n_l}^{-1/3} \end{cases} \tag{14.20}$$

Pour cette étude, on analyse des résultats de simulations diphasiques de type DNS-DPS [†], portant sur la dispersion de particules solides placées dans un écoulement gazeux à turbulence homogène et isotrope. Ces simulations ont été réalisées par Fede et al. (2015) [65].

Dans leurs simulations, le domaine de calcul représente un cube de 128 mm de côté. Le gaz est assimilable à de l'air dans les conditions de pression et de température ambiantes. Les particules solides sont sphériques et monodisperses ($d_p = 600$ µm). Au total, on dénombre 450 000 particules dans le domaine, ce qui correspond à une densité volumique moyenne d'environ 215 gouttes/cm^3. Les collisions inter-particules sont prises en compte par un modèle de rebond élastique.

La base de données est constituée de six simulations correspondant chacune à un nombre de Stokes particulier, compris entre [0,22 ; 4,58]. Ici, le nombre de Stokes est défini comme le rapport entre le temps de relaxation des particules et le temps lagrangien de la turbulence le long de la trajectoire des particules [†], soit :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau^t_{f@p}} \tag{14.21}$$

La figure 14.1 présente des vues en coupe du domaine de calcul pour différentes valeurs de nombre de Stokes. Dans le cas $St = 0{,}22$, on observe la présence de fortes hétérogénéités sur la concentration en particules, c.-à-d. des particules organisées en « cluster ». Comparativement, dans le cas $St = 1{,}7$ par exemple, la distribution apparait nettement plus uniforme.

Le traitement que l'on applique aux résultats de simulations comprend trois étapes. La première consiste à diviser le domaine de calcul en sous-domaines d'analyse, de forme cubique. Deux tailles de sous-domaines sont étudiées : 30 mm et 45 mm, ce qui permet d'obtenir des échantillons moyens de 6 000 et 20 000 particules respectivement. La deuxième étape du traitement consiste, pour l'ensemble des sous-domaines d'analyse, à calculer l'espacement entre chaque goutte et sa plus proche voisine (distance euclidienne minimale). La dernière étape consiste à calculer l'espacement moyen et l'écart-type des distances entre gouttes voisines, afin d'évaluer les coefficients α et β.

†. « Direct Numerical Simulation - Discrete Particule Simulation »
†. proche de l'échelle intégrale

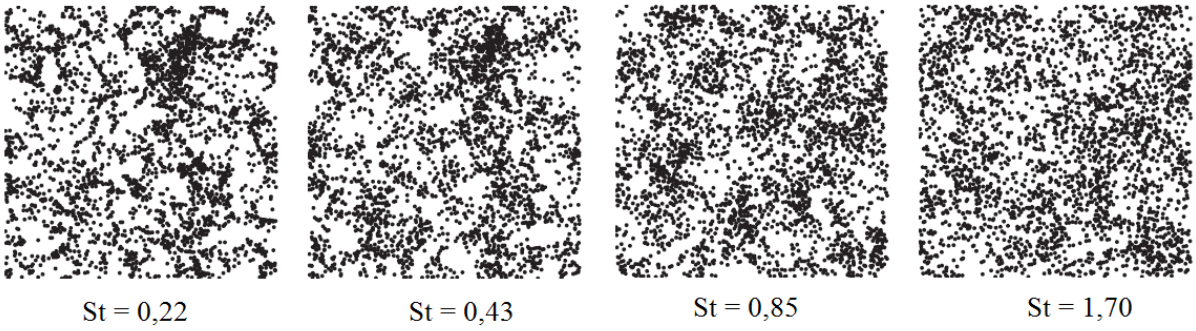


Figure 14.1 – Influence du nombre de Stokes (éq. 14.21) sur la dispersion des particules - Extrait des simulations DNS-DPS de Fede et al. (2015) [65]

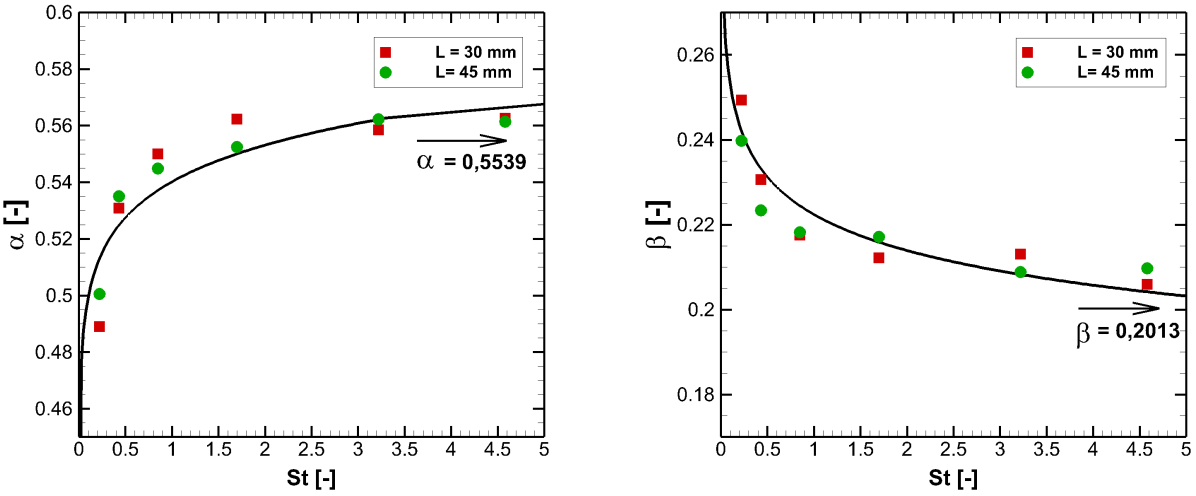
Les valeurs des deux coefficients sont présentées en fonction du nombre de Stokes en figure 14.2. Les résultats montrent que plus le nombre de Stokes est grand, plus les coefficients α et β s'approchent des valeurs asymptotiques de la distribution de Hertz-Chandrasekhar (0,5539 et 0,2013 respectivement). À l'inverse, plus le nombre de Stokes est petit, plus la distance entre gouttes voisines est faible, et plus l'écart-type est important. Dans le cas où $St = 0{,}22$, on note un écart de 10 % entre la valeur du coefficient α des simulations et celui obtenu par la théorie (distribution aléatoire uniforme). On constatera que les résultats sont proches pour les deux tailles de fenêtre testées.

En conclusion, cette étude montre que des effets de « clustering » peuvent être mis en évidence en analysant simplement les distances entre particules voisines. La méthode est donc opérante et s'avère être une alternative intéressante à l'étude de l'indice de « clustering » CI. Par ailleurs, cette étude montre que la distribution spatiale de particules inertielles s'apparente à une distribution parfaitement aléatoire.

14.3 Perspective d'application

14.3.1 Limites actuelles

Comme on l'a vu précédemment, la présence de gouttes au niveau de la zone de réaction peut modifier fortement la structure de la flamme. Lorsque la combustion diphasique est hétérogène, c.-à-d. que l'espacement entre gouttes est supérieur à l'épaisseur de la flamme, on s'attend à obtenir une combustion de gouttes isolées ou de paquets de gouttes. Dans le cadre de simulations LES ou RANS, où l'on suppose que les gouttes sont plus petites que les cellules de calcul (hypothèse de point source), il est impossible de capturer la zone de réaction entourant une goutte isolée, ce qui peut conduire à une sous-estimation importante du taux d'évaporation de la goutte. Ce constat montre la nécessité de développer des modèles macroscopiques en combustion diphasique qui prennent en compte les phénomènes réactifs très locaux atour des gouttes.



(a) $\alpha = \mathrm{f}(St)$ **(b)** $\beta = \mathrm{f}(St)$

Figure 14.2 – Évolution des coefficients de proportionnalité α et β en fonction du nombre de Stokes (éq. 14.21). Traitement réalisé à partir des résultats de simulations DNS-DPS de Fede et al. (2015) [65])

14.3.2 Vers un modèle multi-état

Récemment, Paulhiac (2015) [132] a proposé un modèle multi-état de combustion de gouttes, dénommé MuStARD †, sur la base des travaux de Chiu et al. (1996) [47] et de Wang et al. (2013) [176]. Ce modèle, initialement développé dans le contexte des simulations LES-DPS (approche lagrangienne déterministe), a vocation à être étendu à des simulations sur des géométries complexes en utilisant une approche lagrangienne stochastique, c.-à-d. qu'à chaque particule numérique on attache un ensemble de gouttes réelles possédant les mêmes propriétés physiques et se comportant de la même manière (mouvement, évaporation, fragmentation, etc). Dans le modèle MuStARD, chaque particule numérique transporte l'état dans lequel elle se trouve et un algorithme redéfinit son état à chaque itération en fonction des paramètres environnants et de l'état précédent. Pour ce modèle, une particule numérique est traitée de deux manières :

1. mode **E** : combustion de gouttes isolées ;
2. mode **V** : évaporation « pure » des gouttes.

Le mode **V** est représenté par le modèle classique de Spalding (cf. section 3.3.4), sans correction particulière. Le mode **E** est représenté par une extension du modèle de Spalding, en prenant en compte des termes sources, liés à la réaction, dans les équations de conservation avec l'hypothèse d'une réaction

†. Multi-State Algorithm for Reactive Droplets

infiniment rapide [97, 29].

Pour déterminer si les gouttes réelles sont susceptibles de brûler avec une flamme enveloppe (mode **E**), trois critères doivent être vérifiés (cf. figure 14.3). Le premier est un critère de proximité. Dans ce cas, l'espacement moyen entre les gouttes voisines doit être supérieur au diamètre de flamme enveloppe d'une goutte isolée. C'est le principe de la « sphère d'influence » [29]. Le deuxième critère consiste à vérifier que les gouttes sont auto-allumées, c.-à-d. que le délai d'auto-allumage des gouttes est atteint. Le dernier critère vérifie que les gouttes ne s'éteignent pas, c.-à-d. que les réactions chimiques sont suffisamment rapides devant les effets convectifs, et que le diamètre des gouttes est supérieur à un diamètre critique d'extinction.

Le modèle prévoit également la possibilité qu'une particule numérique passe du mode **E** au mode **V**, si le critère de proximité n'est pas respecté, ou que les conditions d'extinction sont atteintes.

Notons que, dans le modèle MuStARD, le critère de proximité est basé sur une estimation de l'espacement moyen entre gouttes voisines. Cet espacement est calculé à partir la fraction volumique de liquide, α_l, interpolée à la position de la particule numérique et en supposant une distribution régulière de gouttes :

$$D_i^{reg} = \sqrt[3]{\frac{\pi}{6\alpha_l}} d_p = \overline{n_l}^{-1/3} \tag{14.22}$$

avec D_i^{reg} l'espacement régulier, et $\overline{n_l}$ la densité volumique de gouttes.

Par la suite, nous proposons de discuter l'hypothèse de distribution régulière dans le cadre d'une modélisation en combustion diphasique.

14.3.3 Influence du choix de la distribution spatiale de gouttes

Précédemment, nous avons montré que la distribution régulière ne permet pas de représenter convenablement la distribution spatiale de gouttes dans un brouillard. En général, une distribution aléatoire uniforme semble plus réaliste, en particulier lorsque les gouttes sont inertielles vis-à-vis du champ gazeux †. Ici, on souhaite savoir dans quelle mesure l'hypothèse de distribution régulière, faite dans le modèle MuStARD, influe sur les résultats, notamment sur le débit d'évaporation global des particules numériques, $\dot{\mathcal{W}}_p$, calculé à chaque itération. Pour cela, on considère un cas analytique simple : une particule numérique représentant un ensemble de N gouttes réelles, placée dans un écoulement d'air au repos. On suppose que la particule numérique se trouve initialement en mode **V** et que les conditions environnantes sont telles que la transition vers le mode **E** est possible si le critère de proximité est respecté, c.-à-d. que l'espacement moyen entre gouttes est supérieur au diamètre de flamme enveloppe d'une goutte isolée.

Soit p_V la probabilité que les gouttes réelles restent en mode **V** à la fin de l'itération. Suivant le modèle MuStARD, qui suppose une distribution régulière de gouttes (gouttes équidistantes), le critère

†. temps de relaxation des gouttes supérieur au temps caractéristique de l'échelle intégrale de la turbulence

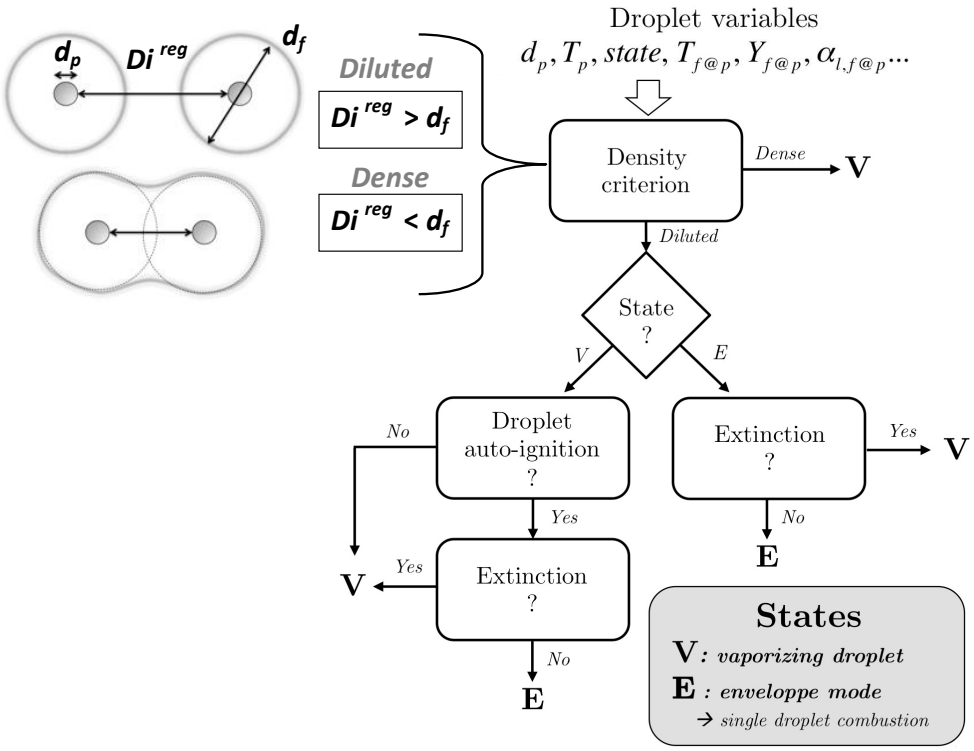


Figure 14.3 – Algorigramme du modèle multi-état de combustion de gouttes (MuStARD) - mode **V** : goutte en évaporation « pure », mode **E** : goutte isolée qui brûle avec une flamme enveloppe, d_p : diamètre des gouttes, d_f : diamètre de flamme enveloppe d'une goutte isolée, D_i^{reg} : espacement entre gouttes voisines avec l'hypothèse de distribution régulière ($\overline{n_l}^{-1/3}$) - Adapté de [132]

de proximité est donc binaire :

$$\textbf{Distribution régulière} \ : \ \begin{cases} D_i^{reg} < d_f \ \Rightarrow \ p_V = 1 \ \text{(mode } \boldsymbol{V}\text{)} \\ D_i^{reg} > d_f \ \Rightarrow \ p_V = 0 \ \text{(mode } \boldsymbol{E}\text{)} \end{cases} \tag{14.23}$$

Si maintenant on suppose une distribution parfaitement aléatoire de gouttes, alors la distance entre gouttes voisines, D_i, peut être décrite à l'aide de la distribution de Hertz-Chandrasekhar, $\mathcal{H}(D_i)$ (cf. équation 14.7). Dans ce cas, contrairement au modèle MuStARD, toutes les gouttes réelles ne sont pas traitées de la même façon car elles ont une certaine probabilité d'être en mode **V** ou en mode **E**. À la fin d'une itération, la proportion de gouttes en mode **V** est alors égale à $N \cdot p_V$, tandis que la proportion de gouttes en mode **E** est égale à $N \cdot (1 - p_V)$. Pour une distribution aléatoire uniforme, la probabilité p_V est égale à la probabilité que la distance inter-goutte D_i soit inférieure au diamètre

de flamme enveloppe d_f, il s'ensuit :

$$\textbf{Distribution aléatoire uniforme} \ : \ p_V = p(D_i < d_f) = \int_0^{d_f} \mathcal{H}(D_i)\mathrm{d}D_i = 1 - \exp\left(-\frac{4}{3}\pi\overline{n_l}d_f^3\right) \tag{14.24}$$

Visuellement, la probabilité p_V représente l'aire sous la courbe coloriée en bleu sur la figure 14.4.

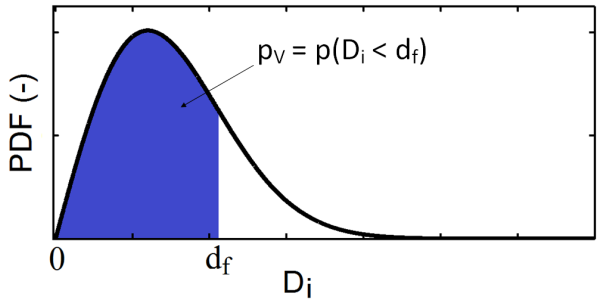


Figure 14.4 – Critère de proximité suivant une distribution de Hertz-Chandrasekhar - En bleu : la probabilité que les gouttes soient en mode **V** (évaporation « pure »)

À présent, on définit le débit d'évaporation global d'une particule numérique, $\dot{\mathcal{W}}_p$ comme :

$$\dot{\mathcal{W}}_p = N \cdot p_V \cdot \dot{m}_V + N \cdot (1 - p_V) \cdot \dot{m}_E \tag{14.25}$$

avec N le nombre de gouttes réelles dans la particule numérique (ou poids numérique), $\dot{m}_V$ le débit d'évaporation d'une goutte isolée en évaporation « pure » (mode **V**), et $\dot{m}_E$ le débit d'évaporation d'une goutte isolée entourée d'une flamme enveloppe.

Pour nos calculs, on considère que la particule numérique est immergée dans un écoulement d'air au repos, à 1 200 K et à pression atmosphérique. Les gouttes sont composées de n-heptane et ont un diamètre d_p égal à 100 µm. Dans ces conditions, on a : $\dot{m}_V \approx 4{,}75 \cdot 10^{-8}$ kg/s [†], et $\dot{m}_E \approx 9{,}16 \cdot 10^{-8}$ kg/s [‡], et $d_f \approx 900$ µm [♯].

Le tableau 14.2 regroupe les résultats pour différents cas tests. Ici, on a fait varier la densité volumique locale de gouttes. Les valeurs sont présentées dans la première colonne du tableau. La deuxième colonne indique la probabilité p_V calculée à partir d'une distribution régulière de gouttes (cf. équation 14.23). La troisième colonne présente la probabilité p_V calculée dans le cas d'une distribution aléatoire uniforme (cf. équation 14.24). Enfin, la dernière colonne indique les écarts constatés sur l'estimation du débit d'évaporation global en fonction de l'hypothèse faite sur la distribution spatiale de gouttes (aléatoire/régulière).

†. débit d'évaporation (goutte isolée, n-heptane, mode **V**) - calculé avec le code CGIT de l'ONERA [144])
‡. débit d'évaporation (goutte isolée, n-heptane, mode **E**) - extrait des résultats expérimentaux de [133, 175]
♯. diamètre de flamme (goutte isolée, n-heptane, mode **E**) - extrait des résultats expérimentaux de [133]

$\overline{n_l}$ [gouttes/m^3]	p_V [-] Dist. régulière	p_V [-] Dist. aléatoire	Écart $\dot{\mathcal{W}}_p$ [%] Dist. aléatoire/ Dist. régulière
$8{,}0 \cdot 10^9$	1	1	0 %
$1{,}0 \cdot 10^9$	0	0,95	-85 %
$3{,}0 \cdot 10^8$	0	0,60	-40 %
$1{,}3 \cdot 10^8$	0	0,32	-18 %
$6{,}4 \cdot 10^7$	0	0,18	-9 %
$2{,}9 \cdot 10^6$	0	0,05	-2 %

Tableau 14.2 – Estimation des écarts sur le débit d'évaporation global d'une particule numérique, $\dot{\mathcal{W}}_p$, en fonction de l'hypothèse sur la distribution spatiale des gouttes réelles (régulière ou aléatoire), $\overline{n_l}$: densité volumique locale de goutes, p_V : probabilité qu'une goutte réelle soit en mode **V**

L'analyse du premier cas, avec $\overline{n_l} = 8{,}0 \cdot 10^9$ gouttes/m^3, montre que lorsque la densité est importante, toutes les gouttes sont en mode **V** et le choix de la distribution importe peu. Pour l'autre cas limite, où $\overline{n_l} = 2{,}9 \cdot 10^6$ gouttes/m^3, donc pour une faible densité, les gouttes sont suffisamment éloignées les unes des autres pour considérer qu'elles brûlent toutes de manière isolée avec une flamme enveloppe (mode **E**). Une nouvelle fois, le choix de la distribution n'a quasiment pas d'influence sur le résultat final. En revanche, pour toutes les densités volumiques intermédiaires, on remarque qu'une distribution régulière aura tendance à surestimer les distances inter-gouttes et, de surcroît, à surestimer le nombre de gouttes en mode **E** et le débit d'évaporation global de la particule numérique. L'écart maximum, de 85 %, est mesuré pour une densité volumique de $1{,}0 \cdot 10^9$ gouttes/m^3.

En conclusion, cette étude analytique simple montre que l'hypothèse simplificatrice d'une distribution régulière de gouttes n'est pas toujours pertinente dans le cadre de la modélisation de la combustion diphasique. L'utilisation d'une distribution aléatoire uniforme pourrait donner une correction intéressante.

Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la modélisation de la distribution spatiale de gouttes dans un brouillard. Dans une logique de description des interactions « goutte à goutte », le choix s'est porté sur l'étude de la distance entre gouttes voisines. À partir d'une distribution aléatoire uniforme, nous avons montré qu'il est possible d'exprimer la moyenne et l'écart-type des distances inter-gouttes simplement à l'aide de relations de proportionnalité (éq. 14.12 et éq. 14.15), en connaissant uniquement la densité volumique moyenne de gouttes $\overline{n_l}$. Puisque le calcul de la distance à la plus proche voisine est coûteux en terme de ressource CPU, ces relations de proportionnalité pourront donc être utiles dans le cadre d'une modélisation numérique des écoulements diphasiques. L'analyse des

résultats de simulations DNS-DPS de Fede et al. (2015) [65] a montré qu'un effet de « clustering » peut être mis en évidence par l'analyse des distances entre gouttes voisines. En outre, cette étude a montré que la distribution spatiale de gouttes inertielles ($\tau_p > \tau_t$) tend vers une distribution aléatoire uniforme. Dans le cadre d'une modélisation macroscopique de la combustion diphasique hétérogène, nous avons montré que l'hypothèse simplificatrice d'une distribution régulière (gouttes équidistantes dans le spray) n'est pas toujours pertinente pour la détermination du mode évaporation/combustion des gouttes. En conclusion, l'utilisation d'une distribution aléatoire uniforme, plutôt qu'une distribution régulière, pourrait donner une première correction intéressante dans le cadre d'une modélisation.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Le présent travail de thèse s'inscrit dans la thématique de la combustion turbulente aérobie mise en jeu dans les foyers aéronautiques et, plus particulièrement, sur l'influence de l'injection de carburant liquide sur la structure des flammes. Ce chapitre propose une synthèse des travaux réalisés au cours de cette étude et des contributions apportées sur le sujet. Des pistes sont également proposées pour préparer de futures recherches.

L'étude bibliographique préalable a montré que l'avancement des connaissances, sur le plan théorique et expérimental, a principalement concerné la combustion de gouttes isolées et la combustion des brouillards dilués prémélangés. Pourtant, dans un foyer aéronautique, les brouillards sont souvent plus complexes, avec des régions non-prémélangés et très denses en zone proche injecteur. De fait, les bases de données expérimentales disponibles aujourd'hui ne suffisent pas pour décrire au mieux ces écoulements.

De ce constat, il est apparu nécessaire de développer une expérience capable de reproduire l'écoulement diphasique réactif rencontré dans un foyer de turbomachine et suffisamment instrumentée pour permettre la validation de modèles de combustion. La première contribution de cette thèse a donc été de concevoir un montage expérimental académique dédié à l'étude des régimes de combustion diphasique : le montage PROMÉTHÉE. Cette configuration expérimentale met en jeu un écoulement « bidimensionnel » avec des grandes échelles de turbulence et un brouillard polydisperse non-prémélangé. Le caractère « bidimensionnel » de l'écoulement diphasique permet de garantir une meilleure précision de mesures de diagnostic optique, en particulier pour les techniques de mesures planaires.

Une autre contribution importante de ce travail a été de construire la banque de données expérimentales du montage. Afin de caractériser la combustion du brouillard, des techniques optiques et d'imageries avancées ont été mises en œuvre. Les mesures ont porté à la fois sur la phase gazeuse et sur la phase liquide. La caractérisation globale de l'écoulement a également été réalisée dans le but de définir les conditions aux limites pour des simulations numériques. Toutes les phases d'établissement de l'écoulement ont fait l'objet d'une campagne de mesures, à savoir la phase de soufflage (écoulement inerte d'air), la phase de carburation (écoulement inerte air/gouttes) et la phase de puissance (écoulement réactif air/gouttes).

Concernant les résultats, l'expérience a donné satisfaction pour les conditions inertes, avec la mise en évidence de structures tourbillonnaires périodiques favorisant la dispersion des gouttes dans la chambre de combustion. La mise en place de mesures conditionnées par un signal de pression a permis d'étudier l'instationnarité du phénomène. En conditions réactives, l'analyse des signaux de pression et des visualisations haute cadence ont montré la disparition totale des structures tourbillonnaires. Les mesures conditionnées étant inopérantes en réactif, des visualisations simultanées PLIF-OH/Mie ont été réalisées. Ces visualisations ont permis de superposer la position des zones réactives et des gouttes. Le nombre important d'échantillons disponibles a permis d'étudier la structure de flamme diphasique et de mettre en évidence une forte dépendance entre la densité de gouttes et la position des zones de réaction. Ainsi, dans les zones denses, la flamme ne parvient pas à pénétrer dans le brouillard et se stabilise en périphérie. À l'inverse, dans des zones relativement diluées, nous avons observé une flamme discontinue et l'apparition de poches réactives (ou poches de gaz brûlés). Ces résultats semblent donc corroborer l'existence des régimes de combustion prévus dans les travaux théoriques de Chiu et al. (1977) [48] et de Kerstein et al. (1982) [87].

Au cours de cette étude, une méthode expérimentale originale, basée sur l'utilisation de visualisations tomographiques à haute définition, a permis de réaliser des études statistiques locales sur l'espacement entre gouttes dans différentes régions du brouillard. Dans une logique de description des interactions « goutte à goutte », le choix s'est porté sur la distance entre gouttes voisines. En conditions réactives, aucun élément n'a permis de mettre en évidence un effet de « clustering » mais, au contraire, un comportement équivalent au « chaos moléculaire ». Les résultats d'expérience ont montré que la distribution spatiale des gouttes s'apparente à une distribution aléatoire uniforme.

En parallèle des essais, des simulations numériques instationnaires Euler-Lagrange ont été réalisées sur le foyer PROMÉTHÉE. Pour tirer avantage du caractère « bidimensionnel » de l'écoulement, les calculs ont été effectués dans un domaine plan à l'aide d'une approche URANS. Le modèle k-ω BSL Menter a été retenu. Concernant l'injection numérique, une méthode de reconstruction du spray au niveau de l'injecteur a été choisie (approche FIMUR). Les résultats numériques ont fait l'objet d'une étude comparative avec les données expérimentales disponibles, à la fois sur la phase gazeuse et sur la phase dispersée. De manière générale, un bon accord a été obtenu, tant sur les valeurs moyennes que les valeurs fluctuantes. La dynamique instationnaire a également été correctement restituée en conditions inertes (avec et sans injection de carburant). L'activité numérique a permis d'aider à l'interprétation de certains résultats expérimentaux en conditions inertes, notamment sur la dynamique et la dispersion des gouttes dans la chambre. Enfin, une simulation préliminaire en réactif a été mise en place, mais le calcul n'a pu aboutir.

Ce travail de thèse a également été l'occasion de présenter une revue théorique sur la distribution spatiale aléatoire de gouttes dans un brouillard et de dériver des valeurs de distance inter-gouttes moyennes et d'écart-types qui pourront être utilisées dans le cadre d'une modélisation. Pour la modélisation macroscopique de la combustion diphasique hétérogène, nous avons montré que l'hypothèse simplificatrice d'une distribution régulière de gouttes (gouttes équidistantes dans le spray) n'est pas

toujours pertinente pour la détermination du mode évaporation/combustion des gouttes. Par ailleurs, l'étude statistique réalisée à partir des résultats expérimentaux et des simulations DNS-DPS de Fede et al. (2015) [65], a montré qu'une distribution aléatoire uniforme est plus réaliste, en particulier lorsque les gouttes sont inertielles (pas d'effet de « clustering »). En conclusion, l'utilisation d'une distribution aléatoire uniforme, plutôt qu'une distribution régulière, pourrait donner une première correction intéressante dans le cadre d'une modélisation.

Au terme de cette thèse, quelques perspectives peuvent être envisagées. En premier lieu, la base de données expérimentales du montage PROMÉTHÉE pourra être complétée, notamment par une caractérisation de la phase gazeuse en présence de gouttes, en écoulement inerte et réactif. Des mesures de concentration sur l'espèce vapeur de carburant et des vues en coupes additionnelles du brouillard seront utiles pour décrire la structure interne et tridimensionnelle de la flamme. Dans l'avenir, il sera également intéressant de comparer ces résultats avec des mesures effectuées sur une flamme monophasique dans une configuration expérimentale similaire.

Deuxièmement, les calculs Euler-Lagrange du montage PROMÉTHÉE pourront être étendus à un domaine 3D et dirigées, par exemple, vers des simulations aux grandes échelles. Bien que plus coûteuse en ressource CPU, l'approche LES permettra de mieux reproduire les caractéristiques de l'écoulement et des modèles d'interactions chimie/turbulence pourront être pris en compte.

Enfin, des efforts futurs quant à la modélisation de la combustion diphasique sont nécessaires pour améliorer les codes de calcul existants (prise en compte de la combustion de gouttes isolées et de l'épaississement de flamme due à la présence de goutte). On pourra également envisager de définir des corrections sur les termes sources en fonction du nombre de gouttes présentes par unité de volume dans une cellule de calcul (correction des coefficients de traînée et des débits d'évaporation des gouttes).

Annexes

A- Analyses statistiques

A.1 Définition des paramètres courants

Paramètre	Définition
Espérance	$\mu_1 = \mathbb{E}[X] = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) \mathrm{d}x$
Variance	$\mu_2 = \mathbb{E}\left[(X-\mu_1)^2\right] = \int_{-\infty}^{\infty} (x-\mu)^2 f(x) \mathrm{d}x$
Écart-type	$\sigma_1 = SD[X] = \sqrt{\mu_2}$
Coefficient de variation	$CV = \dfrac{\sigma_1}{\mu_1}$
Coefficient de dissymétrie	$\gamma_1 = \dfrac{\mu_3}{\sigma_1^3} = \mathbb{E}\left[\left(\dfrac{X-\mu_1}{\sigma_1}\right)^3\right]$
Coefficient d'aplatissement (kurtosis)	$\kappa_1 = \dfrac{\mu_4}{\sigma_1^4} = \mathbb{E}\left[\left(\dfrac{X-\mu_1}{\sigma_1}\right)^4\right]$

Tableau A.1 – Définitions des paramètres statistiques couramment utilisés (X : variable aléatoire)

B- Signaux temporels de pression ΔP

B.1 *Conditions de référence*

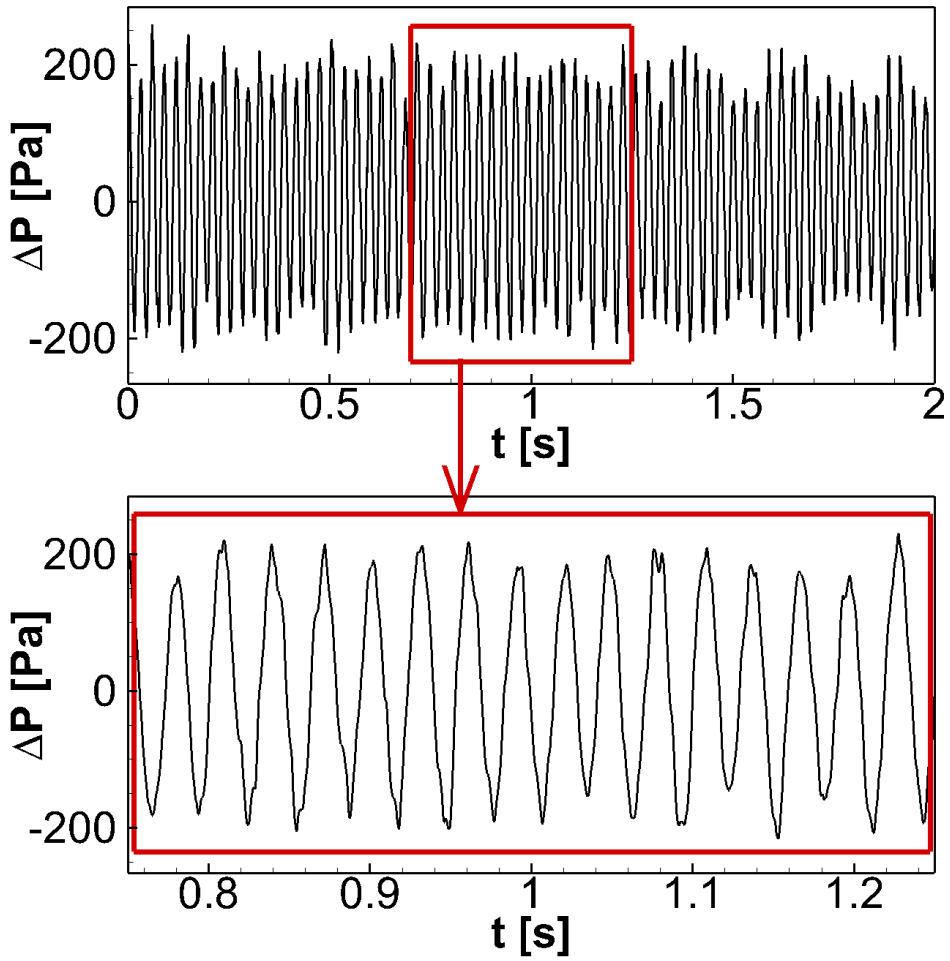


Figure B.1 – Signal temporel de pression différentielle ΔP - Fréquence d'échantillonnage : 2 kHz - *Point de référence*

B.2 *Point de fonctionnement nominal*

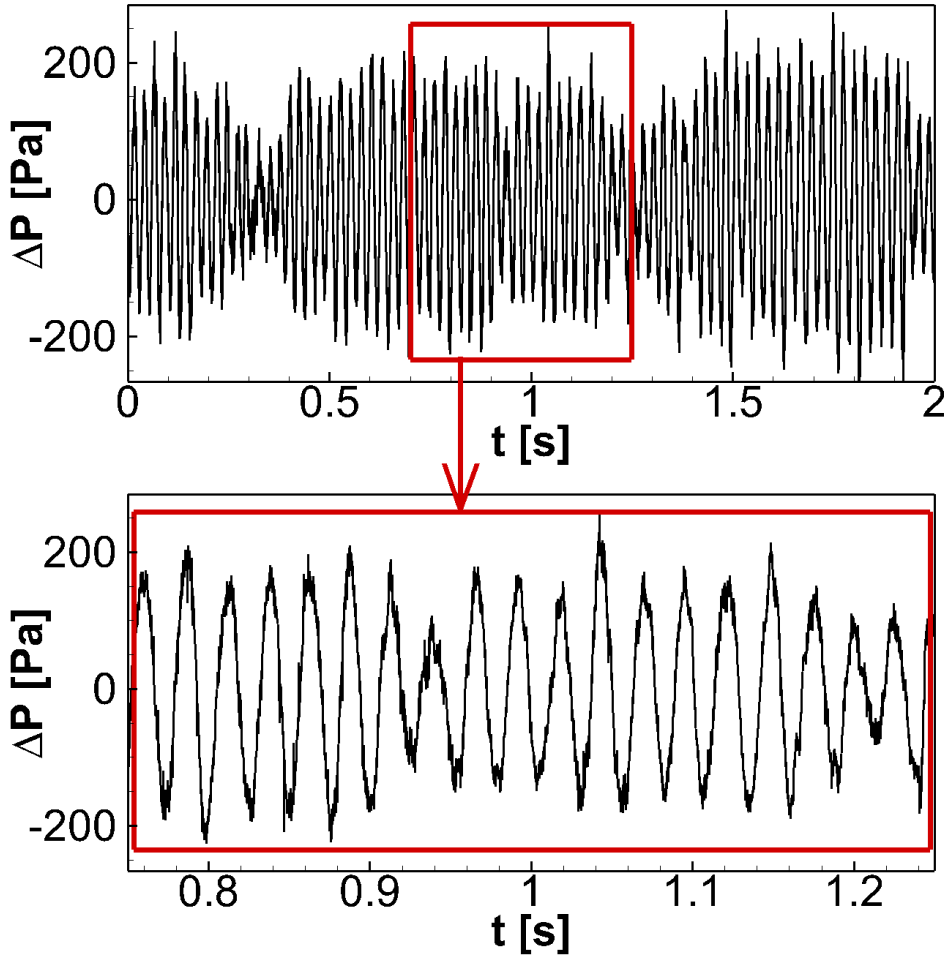


Figure B.2 – Signal temporel de pression différentielle ΔP - Fréquence d'échantillonnage : 40 kHz - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif, écoulement monophasique*

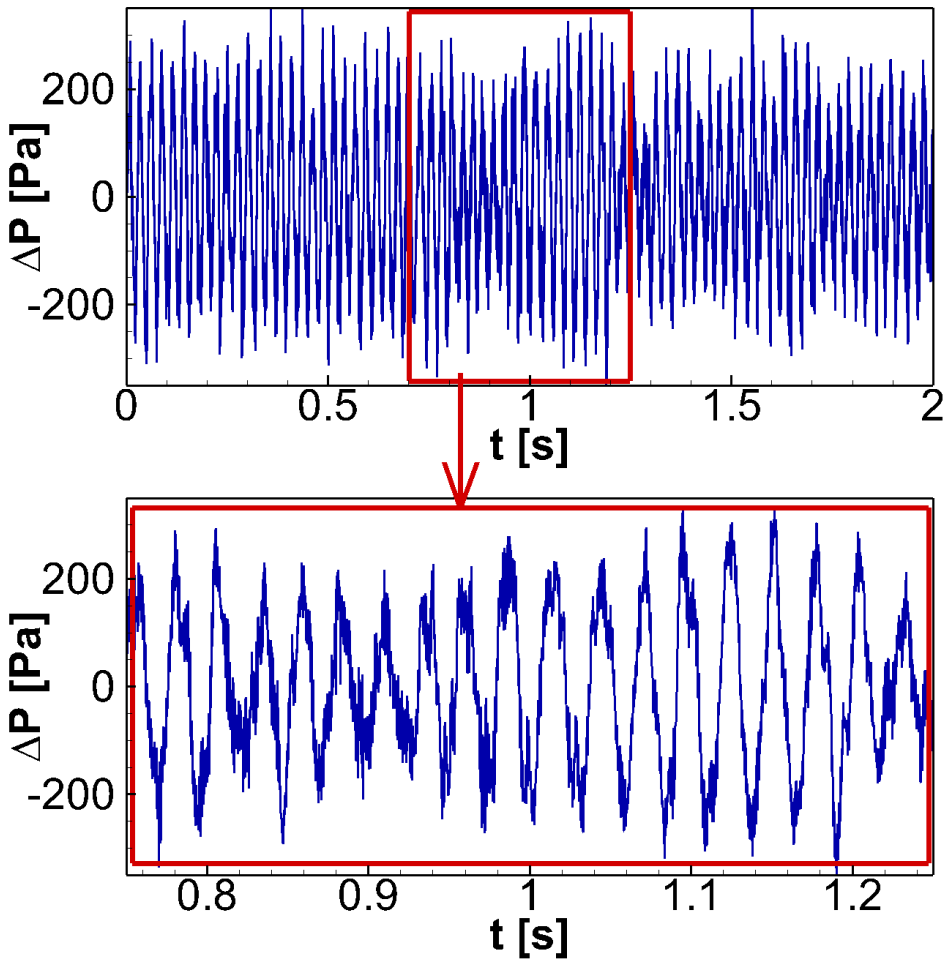


Figure B.3 – Signal temporel de pression différentielle ΔP - Fréquence d'échantillonnage : 40 kHz - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif, écoulement diphasique*

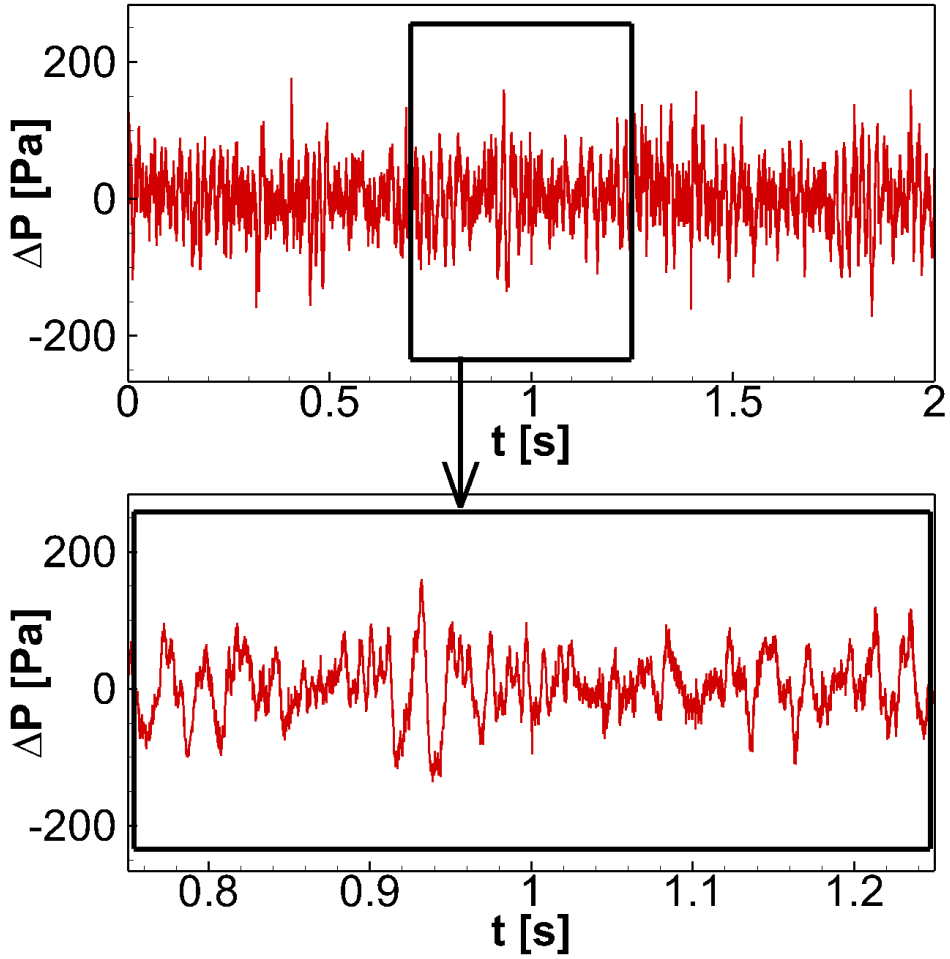
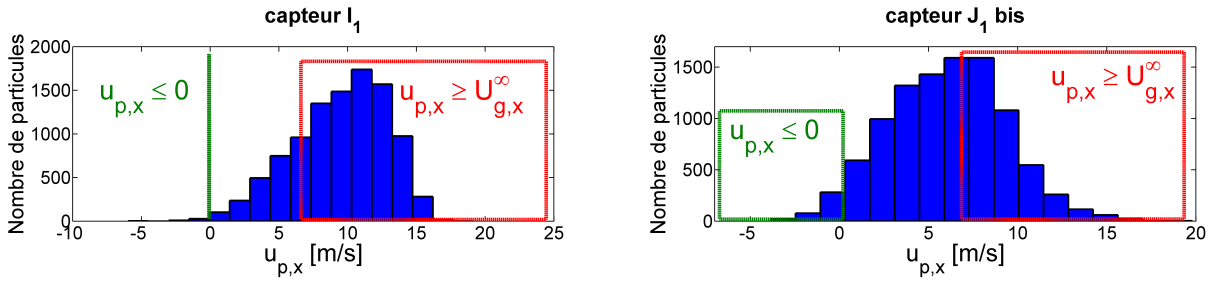


Figure B.4 – Signal temporel de pression différentielle ΔP - Fréquence d'échantillonnage : 40 kHz - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

C- Mesures PDI [*non-réactif*]

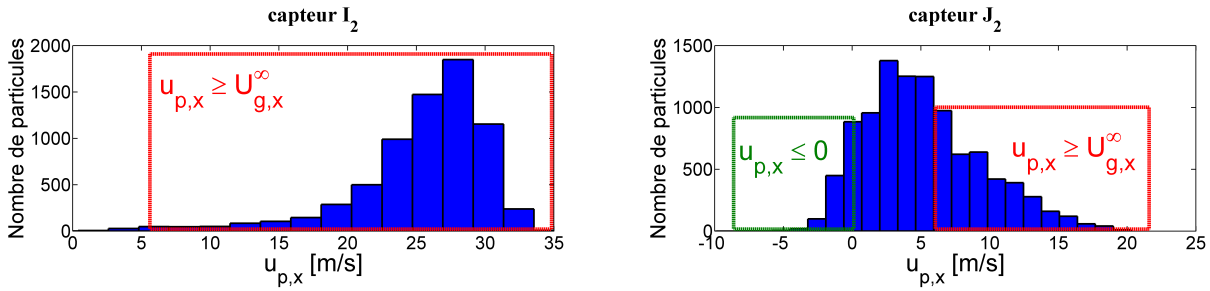
Taux de validation des mesures PDI ≈ 40 %.

C.1 Histogrammes des vitesses longitudinales



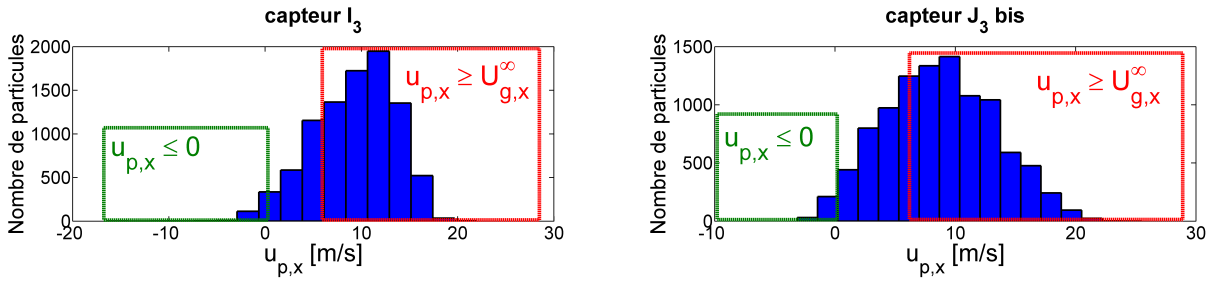
(a) Capteur $I_1(9\,;78)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_1-bis$(53\,;78)_{X;Y[mm]}$

Figure C.1 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_1 et J_1-bis - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

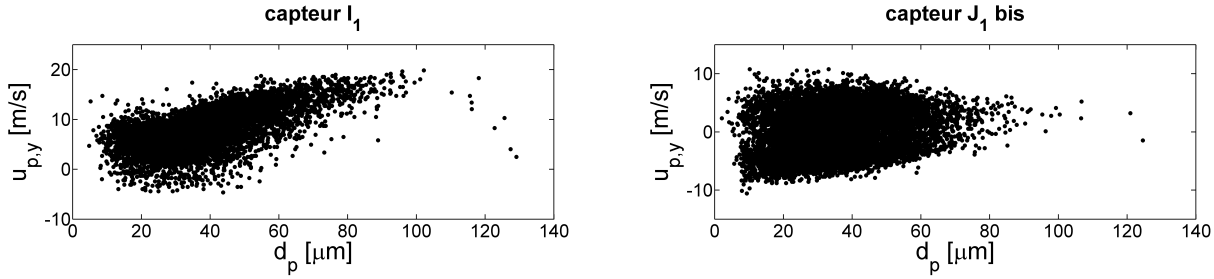
Figure C.2 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*



(a) Capteur $I_3(9\,;38)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_3-bis$(53\,;38)_{X;Y[mm]}$

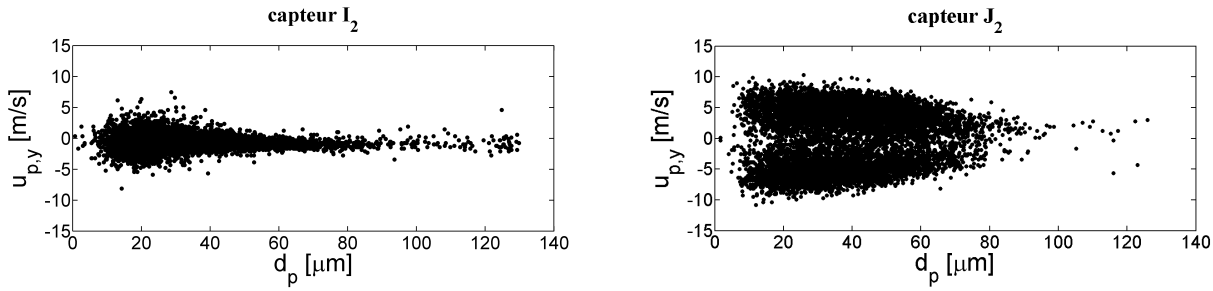
Figure C.3 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_3 et J_3-bis - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

C.2 Corrélations diamètre/vitesse transversale



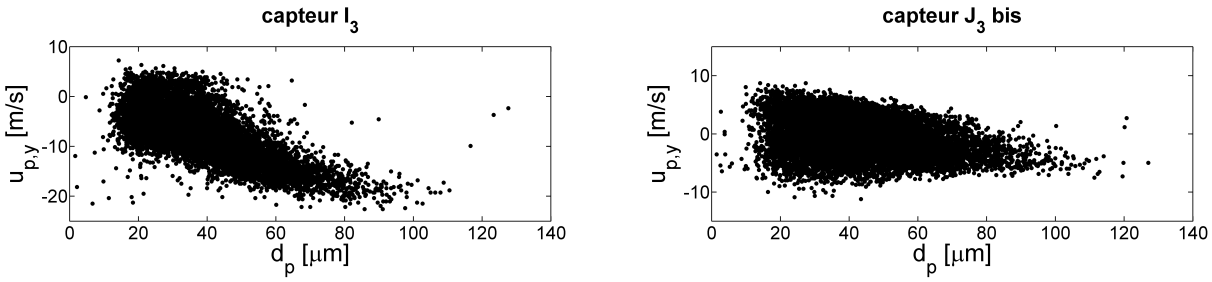
(a) Capteur $I_1(9\,;78)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_1-bis$(53\,;78)_{X;Y[mm]}$

Figure C.4 – Nuage de points caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_1 et J_1-bis - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

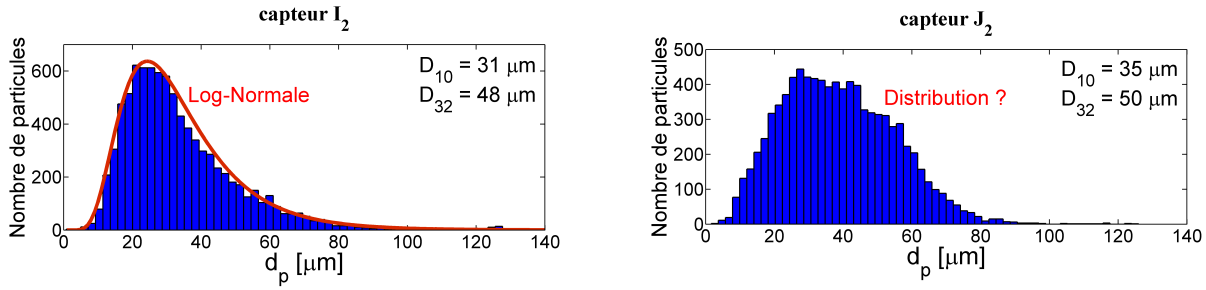
Figure C.5 – Nuage de points caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*



(a) Capteur $I_3(9\,;38)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_3-bis$(53\,;38)_{X;Y[mm]}$

Figure C.6 – Nuage de points caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_3 et J_3-bis - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

C.3 Distributions des tailles de gouttes



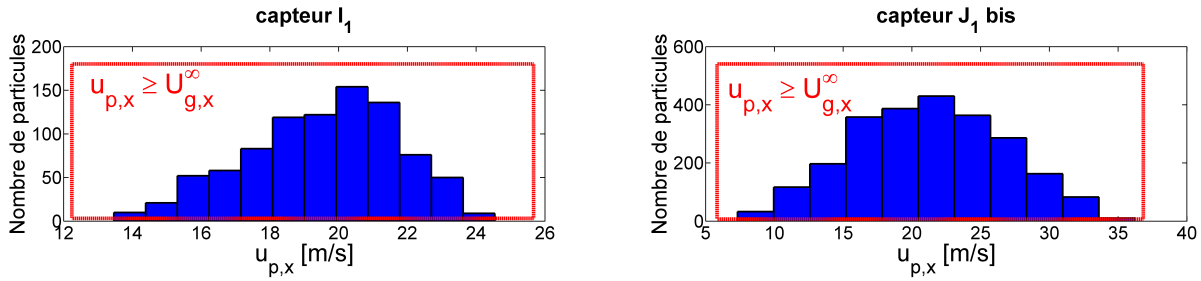
(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure C.7 – Distributions des tailles de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, non−réactif*

D- Mesures PDI [*réactif*]

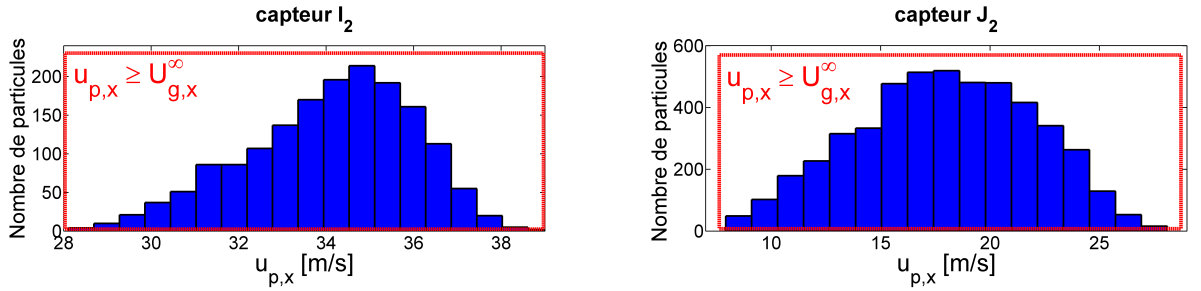
Taux de validation des mesures PDI ≈ 45 %.

D.1 Histogrammes des vitesses longitudinales



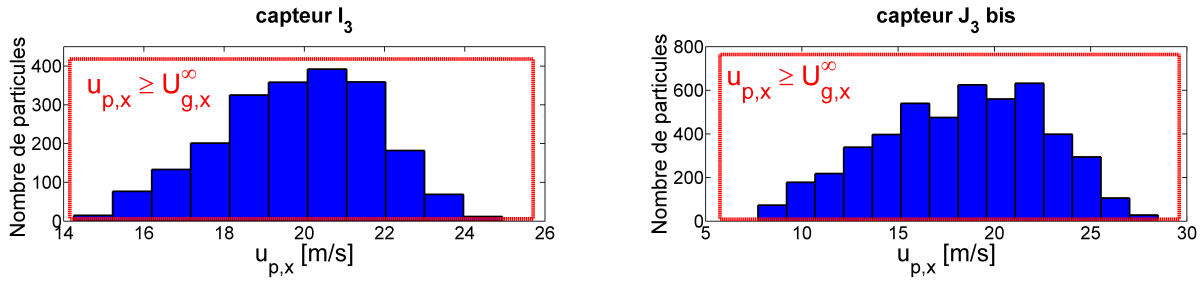
(a) Capteur $I_1(9\,;78)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_1-bis$(53\,;78)_{X;Y[mm]}$

Figure D.1 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_1 et J_1-bis - *Point de fonctionnement nominal, réactif*



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

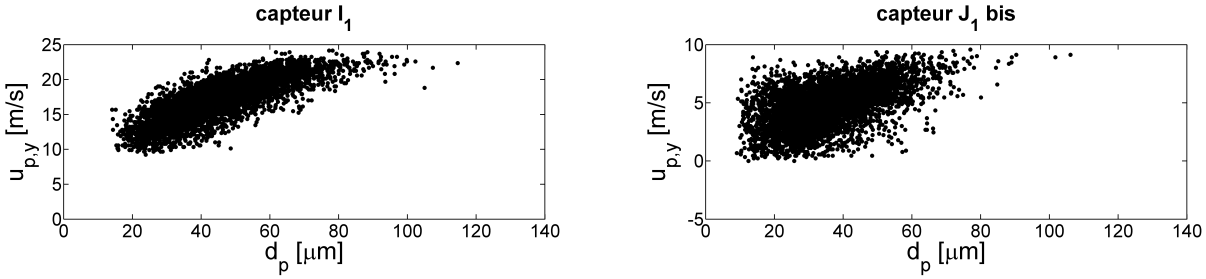
Figure D.2 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, réactif*



(a) Capteur $I_3(9\,;38)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_3-bis$(53\,;38)_{X;Y[mm]}$

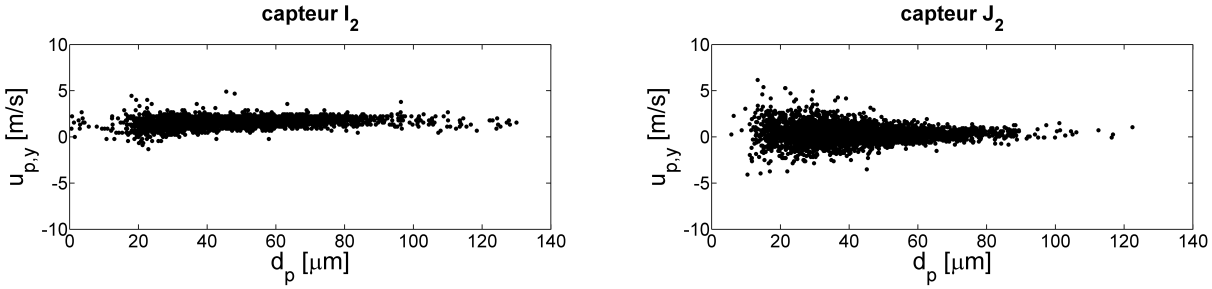
Figure D.3 – Distributions des vitesses longitudinales instantanées de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_3 et J_3-bis - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

D.2 Corrélations diamètre/vitesse transversale



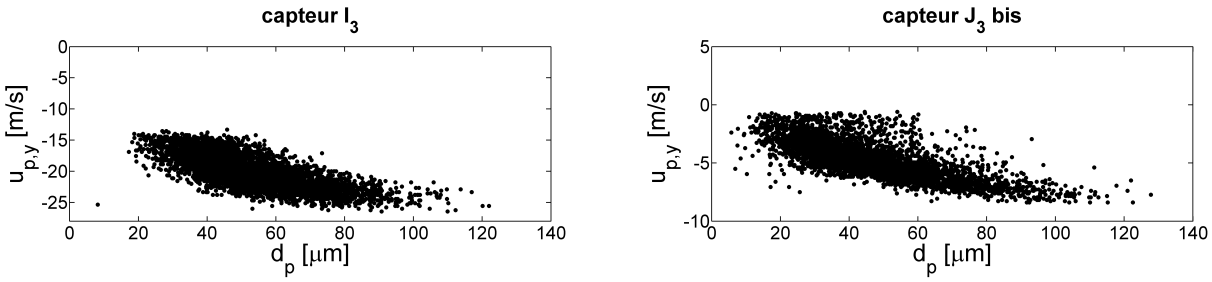
(a) Capteur $I_1(9\,;78)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_1-bis$(53\,;78)_{X;Y[mm]}$

Figure D.4 – Nuages de points, sur l'ensemble des données PDI brutes, caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_1 et J_1-bis - *Point de fonctionnement nominal, réactif*



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

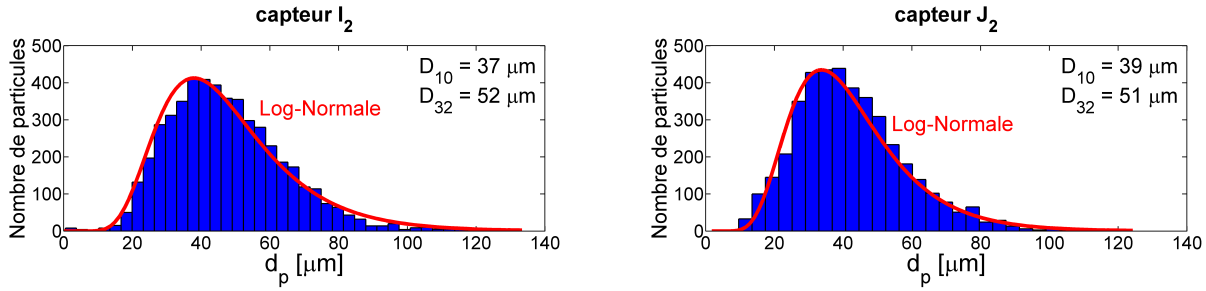
Figure D.5 – Nuages de points, sur l'ensemble des données PDI brutes, caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, réactif*



(a) Capteur $I_3(9\,;38)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur J_3-bis$(53\,;38)_{X;Y[mm]}$

Figure D.6 – Nuages de points, sur l'ensemble des données PDI brutes, caractérisant les corrélations diamètre/vitesse transversale des gouttes aux capteurs I_3 et J_3-bis - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

D.3 Distributions des tailles de gouttes



(a) Capteur $I_2(9\,;60)_{X;Y[mm]}$ **(b)** Capteur $J_2(53\,;60)_{X;Y[mm]}$

Figure D.7 – Distributions des tailles de gouttes obtenues par mesures PDI aux capteurs I_2 et J_2 - *Point de fonctionnement nominal, réactif*

E- Distribution spatiale des gouttes [*non-réactif*]

E.1 Conditions inertes

Point	Taille fenêtre (Échantillons)	Densité surfacique moyenne de gouttes ($\bar{n}$)	Distribution (D_i) ($\mathbb{E}[D_i]$, $SD[D_i]$)	D_i^{reg}
I	624 × 624 (22 350)	2 871	**Log-Normale** (163 , 53)	190
II	1 503 × 1 503 (60 580)	1 342	**Log-Normale** (179 , 83)	339
III	2 411 × 2 411 (100 530)	872	**Log-Normale** (206 , 100)	455

Tableau E.1 – Synthèse des résultats expérimentaux portant sur la distribution spatiale de gouttes - Taille fenêtre [µm^2], échantillons [nombre total de gouttes], $\bar{n}$ [nombre moyen de gouttes/cm^2], D_i [µm] : distance inter-gouttes mesurée expérimentalement, distribution Log-Normale : résultat de l'ajustement des données expérimentales (minimisation du critère BIC [155]), D_i^{reg} [µm] : distance inter-gouttes si la répartition était régulière (gouttes équidistantes), Sth [-] : nombre de Strouhal - *Point de focntionnemment, non-réactif*

F- Modèle de dispersion turbulente

F.1 Modèle de Langevin

Lorsque l'écoulement gazeux est turbulent, la vitesse instantanée du gaz le long de la trajectoire d'une particule $\vec{\boldsymbol{u}}_g$, doit être modélisée à partir de la seule connaissance de la vitesse moyenne du gaz en tout point, $\vec{\mathbf{U}}_g$, et des grandeurs moyennes caractérisant la turbulence, généralement l'énergie cinétique turbulente moyenne k et son taux de dissipation ϵ.

Selon la démarche habituelle en modélisation de la turbulence, on écrit que la vitesse du gaz le long de la trajectoire d'une particule est la somme de la vitesse moyenne du gaz au point considéré et d'une « vitesse fluctuante », noté $\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p}$, attachée à la particule. On a donc la relation :

$$\vec{\boldsymbol{u}}_g = \vec{\mathbf{U}}_g + \vec{\boldsymbol{u}}_{g@p} \tag{F.1}$$

Dans le solveur lagrangien SPARTE (code CEDRE [38]), le modèle retenu pour le calcul de $\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p}$ est le suivant :

$$\mathrm{d}\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p} = -\frac{\vec{\boldsymbol{u}}_{g@p}}{\tau_{gp}}\mathrm{t} + \sqrt{\frac{4k}{3\tau_{gp}}}\mathrm{d}\vec{\boldsymbol{W}}_{\boldsymbol{t}} \tag{F.2}$$

où τ_{gp} représente le temps d'auto-corrélation de la turbulence le long de la trajectoire de la particule et $\vec{\boldsymbol{W}}_t$ le processus de Wiener [†].

Plusieurs modèles sont disponibles pour le calcul de τ_{gp}. On s'intéresse ici à deux modèles prenant en compte l'effet de croisement de trajectoire [‡].

Le premier modèle repose sur l'expression suivante de τ_{gp} :

$$\tau_{gp} = \min\left(\frac{\ell_g}{\sqrt{\frac{2}{3}k}}\ ,\ \frac{\ell_g}{||\vec{\mathbf{U}}_g + \vec{\boldsymbol{u}}_{g@p} - \vec{\boldsymbol{u}}_p||}\right) \tag{F.3}$$

où ℓ_g désigne l'échelle de longueur intégrale lagrangienne de la turbulence gazeuse, reliée à k et ϵ par

†. par définition $W_0 = 0$ et $\mathrm{d}W_t$ est une variable aléatoire gaussienne indépendante de $(W_S)_{0\leq s\leq t}$, de moyenne nulle et de variance $\mathrm{d}t$

‡. c.-à-d. le fait que la trajectoire d'une particule inertielle ne soit pas confondue avec celle d'une particule de fluide issue du même point

la relation suivante :

$$\ell_g = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad \text{avec} \;\; C_\mu = 0,09 \tag{F.4}$$

Le second modèle est construit dans le même esprit mais utilise une fonction d'interpolation plus régulière. L'expression correspondante pour τ_{gp} est la suivante :

$$\tau_{gp} = \frac{\tau_a}{\sqrt{1 + \beta \left(\frac{\tau_a}{\tau_b}\right)^2}} \tag{F.5}$$

où τ_a et τ_b sont définis par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \tau_a = \dfrac{\ell_g}{\sqrt{\frac{2}{3}k}} \\ \tau_b = \dfrac{\ell_g}{||\vec{\mathbf{U}}_g + \vec{\boldsymbol{u}}_{g@p} - \vec{\boldsymbol{u}}_p||} \end{cases} \tag{F.6}$$

et β est un coefficient dont la valeur a été fixée empiriquement à $1/2$. Dans ce travail, c'est le deuxième modèle qui a été retenu.

G- Conditions d'entrée des calculs

G.1 Profils (k,ω) dans le plenum

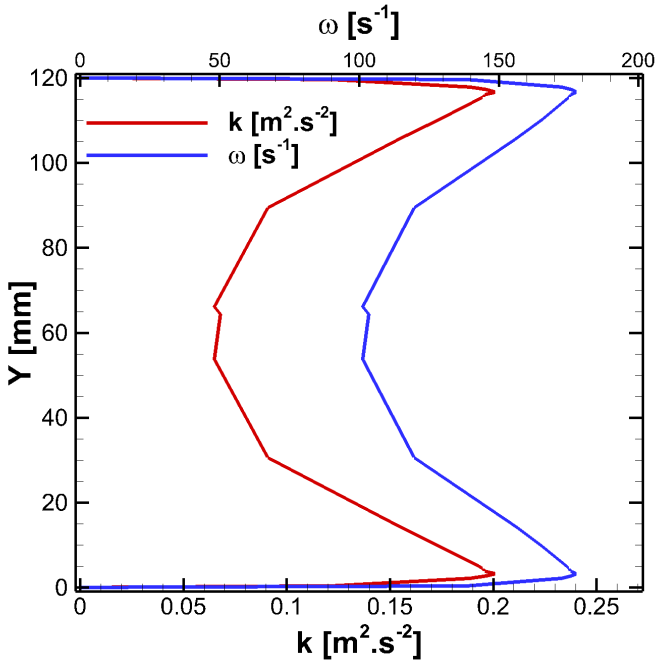


Figure G.1 – Profils d'énergie cinétique turbulente (k) et du taux de dissipation spécifique (ω) imposés en condition d'entrée des calculs

H- Calcul Euler-Lagrange [*non-réactif*]

H.1 Conditions inertes

	Capteurs J_2	L_2	Évolution J_2/L_2
PHASE GAZEUSE			
$U_{g,x}$	1,97	7,01	↗
$SD[< u_{g,x} >]$	1,47	0,52	↘
$SD[< u_{g,y} >]$	7,00	6,50	↘
PHASE DISPERSÉE			
$U_{p,x}$	6,10	7,98	↗
D_{10}	35,7	29,4	↘
$SD[< u_{p,x} >]$	0,60	0,68	↗
$SD[< u_{p,y} >]$	4,97	6,20	↗
PHASE DISPERSÉE/GAZEUSE			
$U_{p,x}$ - $U_{g,x}$	4,13	0,97	↘
$SD[< u_{p,x} >]/SD[< u_{g,x} >]$	0,41	1,31	↗
$SD[< u_{p,y} >]/SD[< u_{g,y} >]$	0,71	0,95	↗

Tableau H.1 – Synthèse des résultats du calcul CHARME-SPARTE. Les vitesses u_{x_i} et U_{x_i} (instantanée et moyenne) sont données en m/s. Le diamètre arithmétique moyen D_{10} est en µm. Les opérateurs SD et $< . >$ correspondent respectivement à l'opérateur d'écart-type (cf. tableau A.1) et à l'opérateur de moyenne de phase (cf. éq. 7.7) - *Point de fonctionnement nominal, non-réactif*

I- Validation de la cinétique chimique

I.1 Vitesse de flamme laminaire prémélangée

Ici, on souhaite vérifier que le mécanisme 2S_KERO_BFER utilisé avec du n-décane ($C_{10}H_{22}$) permet de restituer une vitesse de flamme laminaire prémélangée S_L compatible avec les mesures de Singh et al. (2011) [161]. Pour cela, des simulations de flammes laminaires prémélangées monodimensionelles ont été réalisées. Ce type de simulation est un cas d'épreuve assez courant dans la littérature [21, 23]. Le domaine de calcul est divisé en deux parties. Dans la première, on initialise le calcul avec la composition et la température des gaz frais. Dans la seconde, on initialise le calcul avec la composition et la température des gaz brûlés, préalablement calculés avec le logiciel KDC [21]. La pression et la vitesse sont uniformes dans l'ensemble du domaine. Au fur et à mesure de la simulation, un front de flamme se forme et se déplace progressivement vers les gaz frais †. En sortie, la pression est imposée avec une condition non-réfléchissante afin d'éviter toute perturbation acoustique. Du point de vue numérique, l'intégration temporelle est réalisée au moyen d'une méthode Euler implicite (un pas une étape), avec un pas de temps de 1 µs. Les propriétés de transport calculées avec l'hypothèse d'un nombre de Prandlt constant. Le maillage est constitué de 1 000 cellules dont la taille est égale à $5 \cdot 10^{-5}$ m. Pour chacune des simulations, les résultats sont post-traités après la phase de stabilisation de la flamme.

Pour une flamme laminaire prémélangée monodimensionnelle en régime établi, on peut montrer que la vitesse de propagation du front de flamme se calcule comme :

$$S_L = \frac{\dot{\Omega}_{\mathtt{F}}}{\rho_u \cdot (Y_{\mathtt{F},b} - Y_{\mathtt{F},u})} \tag{I.1}$$

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

$$\dot{\Omega}_{\mathtt{F}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \dot{\omega}_{\mathtt{F}} S \cdot dx}{S \mathrm{d}x} \tag{I.2}$$

†. en fixant au préalable une vitesse débitante de gaz frais inférieure ou égale à la vitesse de flamme laminaire

où S est la section du domaine, et Δx sa longueur.

La figure I.1 présente les résultats des simulations réalisées à l'aide du code CEDRE, et la comparaison par rapport à l'expérience [161]. Les mesures révèlent que la vitesse maximale de propagation est obtenue à la stœchiométrie ($\phi_{glob} = 1$), alors que dans les simulations $\phi_{glob} \approx 1{,}1$. On remarque que notre calcul sous-estime systématiquement la vitesse de flamme laminaire. Ces écarts sont probablement dus à l'hypothèse du nombre de Lewis unitaire faite intrinsèquement dans le modèle de cinétique chimique de Franzelli et al. (2010) [68] et qui n'est pas vérifiée expérimentalement par Singh et al. (2011) [161]. De manière globale, le calcul restitue malgré tout des vitesses de flamme S_L assez satisfaisantes sur l'ensemble du domaine de richesse considéré.

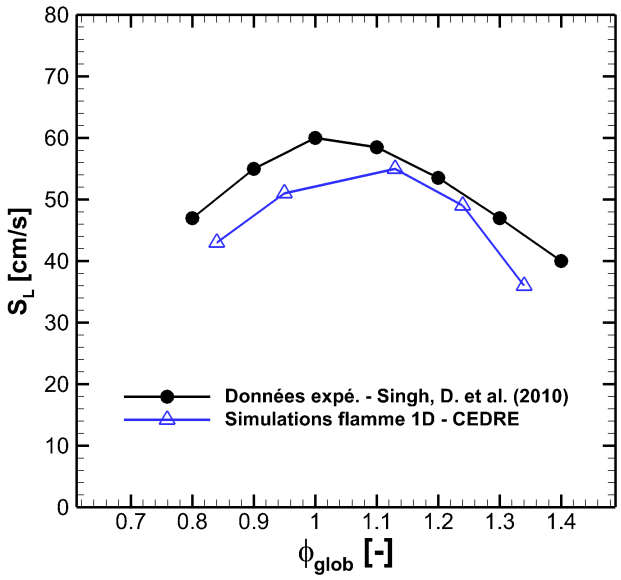


Figure I.1 – Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse globale du prémélange gazeux (n-décane/air), à $T_u = 400$ K et 1 bar. ■ : mesures de Singh et al.(2011) [161], △ : calcul CHARME avec le mécanisme 2S_KERO_BFER de Franzelli et al.(2010) [68]

Références bibliographiques

Références bibliographiques

[1] B. Abramzon et S. Sazhin. *Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption*. Fuel, Vol. 85, pp. 32-46, 2006 (cité page 35).

[2] B. Abramzon et W. A. Sirignano. *Droplet vaporization model for spray combustion calculations*. Int. Journal of Heat *and* Mass Transfer, Vol. 32, No. 9, pp. 1618-1618, 1989 (cité pages 33, 37, 40, 188).

[3] S. K. Aggarwal. *Chemical-kinetics modeling for the ignition of idealized sprays*. Combustion *and* Flame, Vol. 69, pp. 291-302, 1987 (cité page 146).

[4] F. Akamatsu, Y. Mizutani, M. Katsuki, S. Tsushima et Y. Dae Cho. *Group combustion behavior of droplets in a premixed-spray flame*. Atomization et Sprays, Vol. 7, pp. 199-218, 1997 (cité pages 59, 61, 174).

[5] F. Akamatsu, Y. Mizutani, M. Katsuki, S. Tsushima et Y. Dae Cho. *Measurement of the local group combustion number of droplet clusters in a premixed spray system*. The Combustion Institute, Vol. 26, pp. 1723-1729, 1996 (cité pages 59, 61, 174).

[6] H. E. Albrecht, M. Borys et C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurements Techniques*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003 (cité page 95).

[7] K. Annamalai et W. Ryan. *Interactive processes in gasification and combustion. Part I : liquid drop arrays and clouds*. Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 18, pp. 221-295, 1992 (cité pages 37, 54, 160, 166).

[8] J. Apeloig. "Étude expérimentale du rôle de la phase liquide dans les phénomènes d'instabilités thermo-acoustiques agissant au sein de turbomachines diphasiques". Thèse de doctorat. ISAE, 2013. url : `http://www.theses.fr/2013ESAE0025` (cité pages 68, 73, 102, 103, 136).

[9] N. Ashgriz. *Handbook of atomization and sprays - Theory and applications*. Springer Science & Business Media, 2011 (cité pages 11, 82, 166).

[10] A. Atthasit. "Étude expérimentale des phénomènes d'interaction dans les jets diphasiques denses au moyen de jets rectilignes monodispersés". Thèse de doctorat. ISAE, 2003 (cité page 37).

[11] W. Bachalo. *History of spray measurements*. URL : http://www.artium.com/ (cité pages 96, 98).

[12] S. Baessler, K. G. Moesl et T. Sattelmayer. *NOx emissions for a premixed partially vaporized kerosene spray flame*. J. of Engineering for Gas Turbine *and* Power, Vol. 129, No. 3, pp. 695-702, 2007 (cité page 62).

[13] P. Bailly, D. Garreton, O. Simonin, P. Bruel, M. Champion, B. Deshaies, S. Duplantier et S. Sanquier. *Experimental and numerical study of a premixed flame stabilized by a rectangular section cylinder*. The Combustion Institute, Vol. 26, pp. 923-929, 1996 (cité pages 78, 144).

[14] P. Baj, P. J. K. Bruce et O. R. H. Buxton. *The triple decomposition of a fluctuating velocity field in a multiscale flow*. Physics of Fluids, Vol. 27, 2015 (cité page 119).

[15] S. Balachandar et J. K. Eaton. *Turbulent dispersed multiphase flow*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 42, pp. 111-133, 2010 (cité page 44).

[16] M. Barrère. Revue générale de thermique, Vol. 148, pp. 295-308, 1974 (cité page 46).

[17] A. B. Basset. *Treatise on Hydrodynamics*. Deighton Bell London, Vol. 2, 1888 (cité page 30).

[18] G. K. Batchelor. *Sedimentation in a dilute dispersion of spheres*. J. Fluid Mech., Vol. 52, pp. 245-268, 1972 (cité page 140).

[19] C. H. Beck, R. Koch et H.-J. Bauer. *Identification of droplet burning modes in lean, partially prevaporized swirl-stabilized spray flames*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 32, pp. 2195-2203, 2009 (cité pages 50, 61, 62, 174).

[20] C. H. Beck, R. Koch et H.-J. Bauer. *Investigation of the effect of incomplete droplet prevaporization on NOx emissions in LDI combustion systems*. J. of Engineering for Gas Turbines et Power, Vol. 130, pp. 1-8, 2008 (cité pages 50, 61, 62, 174).

[21] N. Bertier. *KDC : un utilitaire de conversion de cinétiques au format CEDRE*. Rapport Technique ONERA, No. RT 1/14820 DEFA, 2009 (cité pages 27, 212, 261).

[22] N. Bertier. *Simulation numérique de la chambre PRECCINSTA/Labscale avec le code CEDRE*. Rapport Technique ONERA, DMAE/DEFA, 2009 (cité page 192).

[23] N. Bertier et L. H. Dorey. *Mécanisme réactionnel avec PEA pour la combustion du kérosène dans l'air*. Rapport Technique ONERA, No. RT 3/17454 DEFA, 2010 (cité pages 11, 190, 261).

[24] Jr. R. G. Bill et K. Tarabanis. *The effect of premixed combustion on the recirculation zone of a circular cylinders*. Combustion Science *and* Technology, pp. 39-53, 1986 (cité page 144).

[25] S. Blakey, L. Rye et C. W. Wilson. *Aviation gas turbine alternative fuels : a review*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 33, No. 2, pp. 2863-2885, 2010 (cité page 11).

[26] V. Bodoc et C. Lempereur. *Projet MOCAS (Méthodes Optiques pour la CAractérisation des Sprays)*. Rapport Technique ONERA, No. RT 3/19850 DMAE, 2014 (cité page 103).

[27] M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinsot et C. Berat. *LES of an ignition sequence in a gas turbine engine*. Combustion *and* Flame, Vol. 154, No. 1, pp. 2-22, 2008 (cité page 20).

[28] M. Boivin, O. Simonin et Squires. *Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence*. J. Fluid Mech., Vol. 375, pp. 235-263, 1998 (cité page 44).

[29] R. Borghi et M. Champion. *Modélisation et théorie des flammes*. Éditions Technip, 2000 (cité pages 28, 46, 47, 48, 54, 55, 56, 151, 225).

[30] D. Bouris et G. Bergeles. *2D LES of vortex shedding from a square cylinder*. Journal of Wind Engineering et Industrial Aerodynamics, Vol. 80, pp. 31-46, 1999 (cité pages 78, 116, 117).

[31] J. Boussinesq. *Théorie analytique de la chaleur*. École Polytechnique Paris, Vol. 2, 1903 (cité page 30).

[32] A. Boutier et B. Lecordier. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes Science, 2012 (cité page 94).

[33] H. J. H. Brouwers. *Stagnant film model for effet of diffusional layer tickness on heat transfer and exerted friction*. AICHE Journal, Vol. 11, 1995 (cité page 33).

[34] A. Bruyat. "Influence de l'évaporation de gouttes multicomposant sur la combustion et des effets diphasiques sur l'allumage d'un foyer aéronautique". Thèse de doctorat. ISAE, 2012. URL : http://www.theses.fr/2012ESAE0041 (cité pages 41, 144).

[35] M. Burger, R. Schmehl, R. Koch, S. Wittig et H.-J. Bauer. *DNS of droplet-vortex interaction with a Karman vortex street*. Int. J. Heat *and* Fluid Flow, Vol. 27, pp. 181-191, 2006 (cité pages 127, 139).

[36] E. Campo et V. Lupinc. *High temperature structural materials for gas turbines*. Metallurgical Science *and* Technology, Vol. 11, No. 1, 1993 (cité page 9).

[37] S. Candel, F. Lacas, N. Darabiha et C. Rolon. *Group combustion in spray flames*. Multiphase Science *and* Technology, Vol. 11, pp. 1-18, 1999 (cité pages 51, 52, 166).

[38] CEDRE. *Manuel utilisateur et théorique de la chaîne CEDRE*. Rapport Technique ONERA, No., 2009 (cité pages 23, 181, 182, 192, 255).

[39] F. Champagnat, A. Plyer, G. Le Besnerais, S. Davoust et Y. Le Sant. *Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization*. Experiment in Fluids, Vol.50, No. 4, pp. 1169-1182, 2011 (cité pages 93, 94).

[40] S. Chandrasekhar. *Stochastic problems in physics and astronomy*. Review of modern physics, Vol. 15, No. 1, 1943 (cité page 218).

[41] B. H. Chao, C. K. Law et J. S. Tien. *Structure and extinction of diffusion flames with flame radiation*. Progress in Energy *and* Combustion Science, pp. 523-531, 1991 (cité page 51).

[42] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. Cepadues, 2000 (cité page 24).

[43] S. Chaudhuri, S. Kostka, M. W. Renfro et B. M. Cetegen. *Blowoff dynamics of bluff body stabilized turbulent premixed flames*. Combustion *and* Flame, Vol. 157, pp. 790-802, 2010 (cité page 78).

[44] G. Chen et A. Gomez. *Counterflow diffusion flames of quasi-monodisperse electrostatic sprays*. Symp. (Int.) on Combustion, Vol. 24, pp. 1531-1539, 1992 (cité page 58).

[45] N. Chigier. *Group combustion models and laser diagnostic methods in sprays : a review*. Combustion *and* Flame, Vol. 51, pp. 127-139, 1983 (cité pages 41, 52, 53, 160).

[46] H. H. Chiu. *Advances and challenges in droplet and spray combustion (i) Towards a unified theory of droplet aerothermo-chemistry*. Progress in Energy et Combustion Science, Vol. 26, pp. 381-416, 2000 (cité pages 37, 51, 54).

[47] H. H. Chiu et J. S. Huang. *Multiple-state phenomena and hysteresis of a combusting isolated droplet*. Atomization & Sprays, Vol. 7, pp. 1-26, 1996 (cité pages 51, 224).

[48] H. H. Chiu et T. M. Liu. *Group combustion of liquid droplets*. Combustion Science *and* Technology, Vol. 17, pp. 127-142, 1977 (cité pages 4, 51, 53, 61, 160, 166, 177, 178, 234).

[49] C. M. Coats. *Coherent structures in combustion*. Progress in Energy *and* Combustion Science, pp. 427-509, 1996 (cité page 145).

[50] E. M Conway. *High-Speed Dreams - NASA and the Technopolitics of Supersonic Transportation, 1945-1999*. Johns Hopkins University Press, 2008 (cité page 14).

[51] S. M. Correa et M. Sichel. *The group combustion of a spherical cloud of monodisperse fuel droplets*. The Combustion Institute, Vol. 19, pp. 981-991, 1982 (cité pages 52, 160, 166).

[52] B. Courbet. AerospaceLab Journal, 2012. url : `http://www.onera.fr/fr/sucess-stories/predire-temperature-dans-moteurs` (cité page 20).

[53] C. Cross, A. Fricker, D. Shcherbik, E. Lubarsky, B. T. Zinn et J. A. Lovett. *Dynamics of non-premixed bluff-body stabilized flames in heated air flow*. ASME Turbo Expo - Power for Land, Sea et Air, 2010 (cité page 144).

[54] C. T. Crowe, J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld et Y. Tsuji. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, Second Edition, 2011 (cité pages 31, 166, 178).

[55] A. Cuoci, M. Mehl, G. Buzzi-Ferraris, T. Feravelli, D. Manca et E. Ranzi. *Autoignition and burning rates of fuel droplets under microgravity*. Combustion *and* Flame, Vol. 143, pp. 211-226, 2005 (cité page 51).

[56] L. J. De Chant. *The venerable 1/7th power law turbulent velocity profile : a classical nonlinear boundary value problem and its relationship to stochastic processes*. Applied Mathematics *and* Computation, Vol. 161, No. 2, pp. 463-474, 2005 (cité page 114).

[57] N. Doué. "Modélisation de l'évaporation de gouttes multicomposants". Thèse de doctorat. ISAE, 2005 (cité pages 39, 40).

[58] D. Dunn-Rankin. *Lean Combustion : Technology and Control*. Academic Press, 1th edition, 2007 (cité page 14).

[59] S. Elghobashi. *On predicting particle laden turbulent flows*. Applied Scientific Research, Vol. 52, pp. 309-329, 1994 (cité pages 41, 44).

[60] B. Emerson, J. Lundrigan, J. O'Connor et D. Noble. *Convective and absolute instabilities in reacting bluff body wakes*. ASME - Turbine Technical Conference et Exposition, 2011 (cité pages 151, 152).

[61] R. R. Erickson, M. C. Soteriou et P. G. Mehta. *The influence of temperature ratio on the dynamics of bluff-body stabilized flames*. AIAA-2006-753, 2006 (cité pages 144, 146, 151, 152).

[62] T. I. Farouk et F. L. Dryer. *Isolated n-heptane droplet combustion in microgravity : a cool flame two-stage combustion*. Combustion *and* Flame, Vol. 161, pp. 565-581, 2014 (cité page 48).

[63] P. Fede et O. Simonin. *Effect of particle-particle collisions on the spatial distributon of inertial particles suspended in homogeneous isotropic turbulent flows*. Proceedings of the Turbulence et Interactions, 2010 (cité page 45).

[64] P. Fede et O. Simonin. *Numerical study of the subgrid fluid turbulence effects on the statistics of heavy colliding particles*. Physics of Fluids, Vol. 18, No. 4, pp. 45-103, 2006 (cité page 45).

[65] P. Fede, O. Simonin et P. Villedieu. *Monte-Carlo simulation of colliding particles or coalescing droplets transported by a turbulent flow in the framework of a joint fluid-particle pdf approach*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 74, pp. 165-183, 2015 (cité pages 222, 223, 224, 229, 235).

[66] J. Fessler et J. Eaton. *Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow*. J. Fluid Mech., Vol. 394, pp. 97-117, 1999 (cité page 44).

[67] R. Franke et W. Rodi. *Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models*. Symp. Turbulent Shear Flows, Vol. 8, pp. 9-11, 1991 (cité page 116).

[68] B. Franzelli, E. Riber et T. Poinsot. *A two-step chemical scheme for large eddy simulation of kerosene-air flames*. Combustion *and* Flame, Vol. 157, pp. 1364-1373, 2010 (cité pages 146, 188, 189, 190, 262).

[69] C. Gailledreau. *Débitmètres à vortex*. Techniques de l'Ingénieur, 1993 (cité pages 78, 79).

[70] B. K. Gandhi, S. N. Singh, V. Seshadri et J. Singh. *Effect of bluff-body shape on vortex flow meter performance*. Indian Journal of Engineering *and* Materials Sciences, Vol. 11, pp. 378-384, 2004 (cité page 78).

[71] N. Garcia-Rosa. "Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude". Thèse de doctorat. ISAE, 2008 (cité page 95).

[72] C. W. Gear. *Numerical initial value problems in ordinary differential equations*. Prentice Hall, NJ, USA, 1971 (cité page 192).

[73] G. A. E. Godsave. *Studies of the combustion of drops in a fuel spray : the burning of a single droplet of fuel*. 4th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 818-830, 1953 (cité page 33).

[74] P. J. Goix, C. F. Edwards, A. Cessou, C. M. Dunsky et D. Stepowski. *Structure of methanol/air coaxial reacting spray near the stabilization region*. Combustion *and* Flame, Vol. 98, pp. 205-219, 1994 (cité pages 58, 60).

[75] R. D. Gould et C. D. Carter. *Three-dimensional mixing study of reacting and isothermal flow behind a bluff-body flameholder with normal fuel jet injection*. ASME - Fluid Engineering Division Summer Meeting, 1997 (cité page 144).

[76] C. Gourdon, J. P. Couderc et A. Liné. *Phénomènes de transfert en génie des procédés*. Tec & Doc, pp. 611-620, 2008 (cité page 33).

[77] L. Graftieaux, M. Michard et N. Grosjean. *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows*. Measurement Science *and* Technology, Vol. 12, pp. 1422-1429, 2001 (cité page 120).

[78] L. Haber et U. Vandsburger. *A global reaction model for OH* chemiluminescence applied to a laminar flat-flame burner*. Combustion Science *and* Technology, Vol. 175, No. 10, pp. 1859-1891, 2003 (cité pages 101, 149).

[79] D. A. Haid, F. S. Koopman, W. O. T Peschke et K. S. Siskind. *RQL Fuel Shifting Sector Rig Test*. NASA/CR ?2004-212879, NASA, 2004 (cité page 14).

[80] P. Hertz. *Uber den gegenseitigen durchschnittlichen Abstand von Punkten, die mit bekannter mittlerer Dichte im Raume angeordnet sind*. Mathematische Annalen, Vol. 67, No. 3, 1909 (cité page 218).

[81] J. O. Hinze. *Turbulent fluid and particle interaction*. Progress in Heat et Mass Transfer, Vol. 6, pp. 433-452, 1972 (cité page 43).

[82] G. L. Hubbard, V. E. Denny et A. F. Mills. *Droplet evaporation : effects of transients and variable properties*. Int. Journal of Heat *and* Mass Transfer, Vol. 18, pp. 1003-1008, 1975 (cité pages 35, 188).

[83] S.-M. Hwang, F. Akamatsu et H.-S. Park. *Evaluation of combustion mechanism of droplet cluster by simultaneous time-series measurement in premixed spray flame*. J. Ind. Eng. Chem., Vol. 13, No. 2, pp. 206-213, 2007 (cité pages 59, 61).

[84] P. Jenny, D. Roekaerts et N. Beishuizen. *Modelling of turbulent dilute spray combustion*. Progress in Energy *and* Combustion Science, Vol. 38, pp. 846-887, 2012 (cité page 41).

[85] L. T. Jiang et W. T. Chiang. *Vaporization of a dense spherical cloud of droplets at subcritical and supercritical conditions*. Combustion *and* Flame, Vol. 99, pp. 355-362, 1994 (cité page 54).

[86] S. Kato, H. Mizuno, H. Kobayashi et T. Niioka. *Experiments on flame spread of fuel droplet array in a high-pressure ambience*. JSME Int. J., pp. 322-330, 1998 (cité page 166).

[87] A. R. Kerstein et C. K. Law. *Percolation in combusting sprays I : transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays*. The Combustion Institue, Vol. 19, pp. 961-969, 1982 (cité pages 4, 54, 176, 178, 234).

[88] B. Kiel, K. Garwick, A. Lynch et A. Gord. *A detailed investigation of bluff-body stabilized flames*. AIAA-2007-168, 2007 (cité page 145).

[89] D-H. Kim, K-S Yang et M. Senda. *Large eddy simulation of turbulent flow past a square cylinder confined in a channel*. Computers & Fluids, Vol. 33, pp. 81-96, 2004 (cité pages 78, 117).

[90] H. Y. Kim, H. H. Chiu et E. J. Croke. *Internal group combustion of liquid droplets*. The Combustion Institue, Vol. 19, pp. 971-980, 1982 (cité page 52).

[91] A. Kocheb, M. Pavageau et F. Aloui. *Détection expérimentale des structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan en impact*. 19ème Congrès français de Mécanique, 2009 (cité page 120).

[92] A. N. Kolmogorov, I. G. Petrovski et N. S. Piskunov. *A study of the diffusion equation with increase in the amount of substance, and its application to a biological problem*. Bjul Moskosvkovo Gos Univ, Vol. 1, No. 7, pp. 1-72 (cité page 24).

[93] A. B. Kostinski et A. R. Jameson. *On the spatial distribution of cloud particles*. Journal of the atmospheric sciences, Vol. 57, No. 7, 2000 (cité page 221).

[94] S. Kostka, A. C. Lynch, B. C. Huelskamp, B. V. Kiel, J. R. Gord et S. Roy. *Characterization of flame-shedding behavior behind a bluff-body using proper orthogonal decomposition*. Combustion et Flames, Vol. 159, pp. 2872-2882, 2012 (cité page 78).

[95] J. D. Kulick, J. R. Fessler et J. K. Eaton. *Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow*. J. Fluid Mech., Vol. 6, pp. 3742-3749, 1994 (cité page 44).

[96] K. P. Kundu, P. F. Penko et T. J. van Overbek. *A pratical mechanism for computing combustion in gas turbine engines*. AIAA-99-2218, 1999 (cité page 146).

[97] K. K. Kuo. *Principles of combustion*. John Wiley & sons, 1986 (cité pages 47, 55, 134, 153, 225).

[98] R. Kurz, C. Meher-Homji, K. Brun et J. Moore. *Gas turbine performance and maintenance*. Proceedings of the Forty-First Turbomachinery Symposium, 2012 (cité page 71).

[99] C. Laurent. "Développement et validationn des modèles d'évaporation multi-composant". Thèse de doctorat. ISAE, 2008. URL : http://depozit.isae.fr/theses/2008/2008_Laurent_Claire.pdf (cité pages 33, 38).

[100] C. K. Law. *Asymptotic theory for ignition and extinction in droplet burning*. Combustion *and* Flame, Vol. 24, pp. 89-98, 1975 (cité page 51).

[101] S. H. Lee. *Group vaporization of liquid fuel sprays*. KSME Journal, Vol. 4, pp. 62-70, 1989 (cité page 57).

[102] A. H. Lefebvre. *Gas turbines combustion*. Hemisphere Pub, 1983 (cité pages 11, 14).

[103] M. Lesieur. *Turbulence in fluids. Fluid mechanics and its applications*. Springer, 2008 (cité page 24).

[104] L. E. M. Lignarolo, D. Ragni, C. J. Simão Ferreira et G. J. W. van Bussel. *Experimental quantification of the entrainment of kinetic energy and production of turbulence in the wake of a wind turbine with particule image velocimetry*. IAA SciTech - ASME Wind Energy Symposium, 2014 (cité pages 119, 198).

[105] G. Linassier. "Étude expérimentale et numérique de l'allumage des turboréacteurs en conditions de haute altitude". Thèse de doctorat. ISAE, 2012 (cité pages 68, 95, 205).

[106] Y. C. Liu, K. N. Trenou, J. Rah, M. C. Hicks et T. Avedisian. *Effect of varying the initial diameter of n-octane and n-decane droplets over a wide range on the spherically symmetric combustion process : International Space Station and ground-based experiments*. 8th U.S. National Combustion Meeting, No. 070HE-0310, pp. 1-10, 2013 (cité page 48).

[107] J. A. Lovett, K. Ahmed, O. Bibik, A. G. Smith, E. Lubarsky, S. Menon et B. T. Zinn. *On the influence of fuel distribution on the flame structure of bluff-body stabilized flames*. ASME - Journal of Engineering for Gas Turbines et Power, Vol. 136, 2014 (cité page 144).

[108] J. A. Lovett, C. Cross, E. Lubarsky et B. T. Zinn. *A review of mechanisms controlling bluff-body stabilized flames with closely-coupled fuel injection*. ASME Turbo Expo, 2011 (cité pages 144, 145).

[109] J. Luche. "Obtention de modèles cinétiques réduits de combustion. Application à un mécanisme du kérosène". Thèse de doctorat. Université d'Orléans, 2003 (cité pages 188, 190).

[110] J. Lundrigan. "Effects of flame temperature ratio on bluff body wakes". Thèse de bachelor. Georgia Institute of Technology, 2012 (cité page 144).

[111] D. A. Lyn, S. Einav, W. Rodi et J. -H. Park. *A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the tubrulent near wake of a square cylinder*. J. Fluid. Mech., Vol. 304, pp. 285-319, 1995 (cité page 78).

[112] D. A. Lyn et Rodi. *The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder*. J. Fluid. Mech., Vol. 267, pp. 353-376, 1994 (cité pages 78, 79).

[113] J. Mathieu et J. Scott. *An introduction to turbulent flow*. Cambridge university press, 2000 (cité page 114).

[114] Mathworks. *Continuous Distributions - R2015b*. 2015. url : http://fr.mathworks.com/help/stats/continuous-distributions.html (cité page 164).

[115] P. G. Mehta et M. C. Soteriou. *Combustion heat release effects on the dynamics of bluff-body stabilized premixed reacting flows*. AIAA-2003-0835, 2003 (cité page 144).

[116] F. R. Menter. *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*. AIAA, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994 (cité page 182).

[117] M. Mikami, Y. Mizuta, Y. Tsuchida et N. Kojima. *Flame structure and stabilization of lean-premixed sprays in a counterflow with low-volatility fuel*. Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 32, No. 2, pp. 2223-2230, 2009 (cité pages 58, 59).

[118] M. Molnar et C. J. Marek. *Simplified two-time step method for calculating combustion an emission rates of Jet-A and methane fuel with and without water injection*. AIAA-2005-0549, 2005 (cité page 146).

[119] H. C. Mongia. *Perspective of combustion modeling for gas turbine combustors*. 34th AIAA/ASME/SAE/AEE Joint Propulsion Conference *and* Exhibit, 1998 (cité pages 13, 17).

[120] S. Murakami et A. Mochida. *On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder*. Journal of Wind Engineering *and* Industrial Aerodynamics, Vol. 54, pp. 191-211, 1999 (cité page 78).

[121] S. Nair et T. Lieuwen. *Near-blowoff dynamics of a bluff-body stabilized flames*. Journal of Propulsion et Power, 2007 (cité page 146).

[122] V. Nayagam et D. L. Dietrich. *Methanol droplet combustion in oxygen-inert environments in microgravity*. 8th US National Combustion Meeting, pp. 1-10, 2013 (cité pages 48, 49).

[123] V. Nayagam, D. L. Dietrich, P. V. Ferkul, M. C. Hicks et F. A. Williams. *Can cool flames support quasi-steady alkane droplet burning ?* Combustion *and* Flame, Vol. 159, pp. 3583-3588, 2012 (cité page 48).

[124] C. Nje Nje. "Étude numérique de l'évaporation instationnaire d'un nuage de gouttes multi-composants". Thèse de doctorat. Université de Rouen, 2000 (cité pages 33, 38).

[125] ONERA et Snecma. *Projet européen SIA Team*. 2006. url : http://www.onera.fr/fr/imagedumois/chambre-de-combustion-a-deux-tetes (cité page 16).

[126] F. Onofri. *Diffusion de la lumière*. 7ème École d'Automne, Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides, 2009 (cité pages 96, 101).

[127] P. J. O'Rourke. "Collective drop effects on vaporizing liquid sprays". Thèse de doctorat. Université de Princeton, 1981 (cité page 140).

[128] C. W. Oseen. *Hydrodynamik*. Leipzig, 1927 (cité page 30).

[129] G. L. Pankanin et A. Julińczak. *Determination of vortex convection velocity with application of flow visualization and image processing*. 19th IMEKO World Congress - Fundamental et applied metrology, 2009 (cité page 123).

[130] T. W. Park, S. K. Aggarwal et V. R. Katta. *A numerical study of droplet-vortex interactions in an evaporating spray*. Int. J. Heat *and* Mass Transfer, Vol. 39, No. 11, pp. 2205-2219, 1996 (cité page 127).

[131] M. Pastoor, L. Henning, B. R. Noack, R. King et G. Tadmor. *Feedback shear layer control for bluff body drag reduction*. J. Fluid. Mech., Vol. 608, pp. 161-196, 2008 (cité page 78).

[132] D. Paulhiac. "Modélisation de la combustion diphasique d'un spray dans un bruleur aéronautique". Thèse de doctorat. INP Toulouse, 2015 (cité pages 37, 40, 46, 49, 144, 160, 224, 226).

[133] C. K. Perkins. "Burning of single droplets of hydrocarbon fuels in oxyding atmospheres". Thèse de doctorat. California Institute of Technology, 1954 (cité page 227).

[134] T. Poinsot. *Introduction to combustion*. Support de cours INP-ENSEEIHT, 2010 (cité page 13).

[135] D. Pope et G. Gogos. *Numerical simulation of fuel droplet extinction due to forced convection*. Combustion Institute, Vol. 142, pp. 89-106, 2005 (cité pages 50, 51).

[136] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000 (cité page 24).

[137] V. Raghavan, V. Babu, T. Sundararajan et R. Natarajan. *Flame shapes and burning rates of spherical fuel particles in a mixed convective environment*. Int. J. Heat *and* Mass Transfer, Vol. 48, No. 25, pp. 5354-5370, 2005 (cité pages 49, 50).

[138] R. V. Raikar et D. Planning. *Hydraulics and hydraulic machines*. PHI Learning, 2012 (cité page 114).

[139] W. E. Ranz et W. R. Marshall. *Evaporation from drops*. Chemical Engineering et Processing, Vol. 48, pp. 173-180, 1952 (cité pages 37, 188).

[140] J. Reveillon et F. X. Demoulin. *Effects of the preferential segregation of droplets on evaporation and turbulent mixing*. J. Fluid Mech, Vol. 583, pp. 273-302, 2007 (cité pages 44, 45).

[141] J. Reveillon et L. Vervisch. *Analysis of weakly turbulent dilute-spray flames and spray combustion regimes*. J. Fluid. Mech., vol. 537, pp. 317-347, 2005 (cité pages 53, 56, 58).

[142] W. C. Reynolds et A. K. M. F. Hussain. *The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments*. J. Fluid. Mech., Vol. 54, part. 2, pp. 263-288, 1972 (cité pages 119, 198).

[143] L. F. Richardson. *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press, Cambridge Edition, 1922 (cité page 24).

[144] O. Rouzaud. *Évaporation multicomposant et établissement des propriétés thermophydiques*. Rapport Technique ONERA, DMAE, 2010 (cité page 227).

[145] H. Rusche et R. I. Issa. *The effects of voidage on the drag force on particles, droplets and bubbles in dispersed two-phase flow*. Proceedings of the 2nd Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting, 2000 (cité page 140).

[146] B. Sainte-Rose. "Simulations numériques d'écoulements réactifs massivement décollés par une approche hybride RANS/LES". Thèse de doctorat. École Centrale de Paris, 2010 (cité pages 26, 192).

[147] H. Saitoh, S. Tsushima, M. Negoro, F. Akamatsu et M. Katsuki. *Observation of flame propagation in a premixed-spray stagnation flow*. Proceedings of 10th Appl. of Laser Tech. to Fluid. Mech., pp. 30-37, 2000 (cité page 61).

[148] S. Samuelsen. *Rich burn, quick-mix, lean burn (RQL) combustor*. The gas turbine handbook, National Energy Technology Laboratory, 2006 (cité pages 14, 15).

[149] M. Sanjose. "Évaluation de la méthode Euler-Euler pour la simulation aux grandes échelles des chambres à carburant liquide". Thèse de doctorat. INPT, 2009 (cité page 186).

[150] Y. Sato, K. Hishida et M. Maeda. *Effect of dispersed phase on modification of turbulent flow in a wall jet*. J. Fluid Engineering, Vol. 118, pp. 307-315, 1996 (cité page 44).

[151] R. Scardovelli et S. Zaleski. *Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow*. Review of Fluid Mechanics, Vol. 31, No. 1, pp. 567-603, 1999 (cité page 185).

[152] P. W. Schilke. *Advanced gas turbine materials and coatings*. General Electrics, GER-3569G, 2004 (cité page 9).

[153] L. Schiller et A. Naumann. *Uber die grundlegenden berechungen bei der schwerkraftaufbereitung*. Vereines Deutscher Ingenieure, Vol. 7, 1933 (cité pages 31, 32, 137).

[154] R. Schnell, J. Yin et E. Nicke. *Assessment and optimization of the aerodynamic and acoustic characteristics of a counter rotating open rotor*. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 134, No. 6, 2012 (cité page 9).

[155] G. E. Schwarz. *Estimating the dimension of a model*. Annals of statistics, Vol. 6, No. 2, pp. 461-464, 1978 (cité pages 164, 167, 253).

[156] J. M. Senoner. "Simulation aux grandes échelles de l'écoulement diphasique dans un brûleur aéronautique par une approche Euler-Lagrange". Thèse de doctorat. INPT, 2010 (cité pages 25, 28, 186).

[157] S. J. Shanbhogue, S. Husain et T. Lieuwen. *Lean blowoff of bluff-body stabilized flames : scaling and dynamics*. Progress in Energy *and* Combustion Science, Vol. 35, pp. 98-120, 2009 (cité pages 78, 144, 146, 150).

[158] M. Sheppard. *Fit all valid parametric probability distributions to data*. 2012. URL : http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/34943-fit-all-valid-parametric-probability-distributions-to-data/content/allfitdist.m (cité page 164).

[159] J. S. Shuen, L. D. Chen et G. M. Faeth. *Evaluation of a stochastic model of particle dispersion in a turbulent round jet*. AIChE Journal, Vol. 29, No. 1, 1983 (cité page 209).

[160] O. Simonin, P. Février et J. Laviéville. *On the spatial distribution of heavy-particle velocities in a turbulent flow : from co,tinuous field to particule chaos*. J. of Turbulence, vol. 3, No. 40, pp. 1-40, 2002 (cité pages 40, 45, 54, 170).

[161] D. Singh, T. Nishiie et L. Qiao. *Experimental and kinetic modeling study of the combustion of n-decane, jet-A, and S-8 in laminar premixed flames*. Combust. Sci. et Tech., Vol. 183, pp. 1002-1026, 2011 (cité pages 261, 262).

[162] D. B. Spalding. *The combustion of liquid fuels*. The Combustion Institute, 4th Int. Symp. on Combustion, pp. 847-864, 1953 (cité page 33).

[163] K. D. Squires et J. Eaton. *Measurements of particle dispersion obtained from direct numerical simulations of isotropic turbulence*. J. Fluid Mech., Vol. 226, pp. 1-35, 1991 (cité page 44).

[164] A. Strzelecki. "Étude du détachement tourbillonnaire en écoulement perturbé : application à la débitmétrie-vortex". Thèse de doctorat. Université Paul Sabatier, 1989 (cité pages 78, 79).

[165] S. P. Su et H. H. Chiu. *Theory of droplet (ii) : states structures, and laws of interacting droplets*. Atomization et Sprays, Vol. 7, pp. 1-32, 1997 (cité pages 37, 51).

[166] S. Suard. "Propagation pulsatoire des flammes de brouillard". Thèse de doctorat. Université de la Méditérranée, 2004 (cité page 46).

[167] H. Sun, X. Nicolas et Y. Sommerer. *Caractérisation de modèles URANS pour la simulation des écoulements turbulents et des transferts thermiques autour d'un cylindre chauffé de section carrée*. Congrès Français de Thermique, pp. 79-83, 2008 (cité pages 78, 117, 182).

[168] L. Tang, F. Wen, Y. Yang, C. T. Crowe, J. N. Chung et T. R. Troutt. *Self-organizing particle dispersion mechanism in plane wake*. Physics of Fluids, Vol. 4, No. 10, pp. 2244-2251, 1992 (cité pages 44, 45).

[169] *TLC, Towards Lean Combustion. Combustor technology : present and future*. 2005. URL : http://gfn.unizar.es/tlc/?q=background (cité page 16).

[170] V. Todoroff. “Mesure d’un champ de masse volumique par Background Oriented Schlieren 3D. Étude d’un dispositif expérimental et des méthodes de traitement pour la résolution du problème inverse”. Thèse de doctorat. INP de Toulouse, 2013. URL : http://www.theses.fr/2013INPT0131 (cité page 93).

[171] T. Tsuji, R. Narutomi, T. Yokomine, S. Ebara et A. Shimizu. *Unsteady three-dimensional simulation of interactions between flow and two particles*. Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 29, pp. 1431-1450, 2003 (cité page 139).

[172] S. Tsushima, S. Hiroyasu, F. Akamatsu et M. Katsuki. *Observation of combustion characteristics of droplet clusters in a premixed-spray flame by simultaneous monitoring of planar spray images and local chemiluminescence*. The Combustion Institute, Vol. 27, pp. 1967-1974, 1998 (cité page 59).

[173] A. Umemura et S. Takamori. *Percolation theory for flame propagation in non-or less-volatile fuel spray : a conceptual analysis to group combustion excitation mechanism*. Combustion *and* Flame, Vol. 141, No. 4, pp. 336-349, 2005 (cité pages 37, 54, 166).

[174] M. Vicentini, R. Lecourt, O. Rouzaud, V. Bodoc et O. Simonin. *Régimes de combustion dans les foyers aéronautiques : mise en place expérimentale de l’écoulement diphasique*. 14ème Congrès francophone des Techniques Laser, 2014 (cité pages 71, 120).

[175] B. Vieille, C. Chauveau, X. Chesneau, A. Odeide et I. Gokalp. The Combustion Institue, Vol. 26, pp. 1259-1265 (cité page 227).

[176] F. Wang, B. Hu et Y. Huang. *A two-phase tubrulent combustion model and its validation for spray flames*. Fuel, Vol. 113, pp. 280-286, 2013 (cité page 224).

[177] C. K. Westbrook, W. J. Pitz, O. Herbineta, H. J Currana et E. J. Silke. *Simplified reaction mechanisms for the oxydation of hydrocarbon fuels in flames*. Combustion Science *and* Technology, Vol. 27, pp. 31-43, 2009 (cité page 188).

[178] J. Wilms. “Evaporation of multicomponent droplets”. Thèse de doctorat. Université de Stuttgart, 2005 (cité pages 38, 39).

[179] X. Wu, C. K. Law et A. C. Fernandez-Pello. *A unified criterion for the convective extinction of fuel particles*. Combustion *and* Flame, Vol. 44, pp. 113-124, 1982 (cité pages 50, 51).

[180] X. Wu et P. Moin. *Transitional and turbulent boudary layer with heat transfer*. Physics of Fluid, Vol. 22, pp. 85-105, 2010 (cité page 51).

[181] A. Yamaguchi et Y. Okano. *Numerical simulation of a free-falling liquid sodium droplet combustion*. Annals of Nuclear Energy, Vol. 30, pp. 1863-1878, 2003 (cité page 50).

Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques

De nos jours, la combustion d'hydrocarbures est largement répandue dans de nombreuses applications, notamment la propulsion aéronautique. Toutefois, les turbomachines produisent des niveaux d'émissions d'espèces polluantes qui ne sont plus acceptés. C'est pourquoi, la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans les chambres de combustion est essentielle pour aider au développement de moteurs plus propres. Dans de tels foyers, le carburant est injecté sous la forme d'un brouillard de gouttes, ce qui génère de fortes interactions avec l'écoulement d'air turbulent et la flamme. L'objectif de cette thèse est de contribuer au développement de modèles en combustion diphasique en vue d'améliorer la capacité prédictive des outils de simulation numérique. Pour cela, un nouveau moyen d'essais dédié à l'étude des flammes diphasiques turbulentes a été conçu et une base de données expérimentales a été constituée (conditions inertes et réactives). Des visualisations simultanées de la diffusion de Mie des gouttes et du taux de dégagement de chaleur ont permis de mettre en évidence une structure de flamme complexe ainsi que l'existence de différents régimes de combustion. Un autre point important de ce travail a été d'analyser statistiquement la distribution spatiale de gouttes en conditions réactives à l'aide d'une méthode de mesure originale. Cette analyse a permis de quantifier les distances inter-gouttes (plus proches voisines) en différents points de l'écoulement et d'estimer les erreurs liées au traitement des données via une approche numérique. En outre, il apparaît que la distribution spatiale des gouttes s'apparente à une loi aléatoire uniforme alors que les modèles de combustion de gouttes s'appuient souvent sur une loi régulière.

Mots clés : turbomachine, combustion, écoulement diphasique, brouillard de gouttes, diagnostic optique, modélisation

Experimental highlighting and modelling of spray combustion regimes present in gas turbine combustors

Nowadays, combustion of hydrocarbons is widespread in many engineering applications, including aeronautical propulsion. However, gas turbines produce pollutant emission levels that are no longer accepted. Therefore, understanding physical phenomena involved in combustion chambers is a major issue to help to the development of more eco-friendly engines. In aero-engine combustors, fuel is injected as a spray of droplets which generates a strong interaction with the turbulent air flow and the flame. This thesis aims at contributing to the development of two-phase combustion models to improve the predictive ability of numerical simulation tools. To do so, a new test setup dedicated to the study of two-phase turbulent flames has been designed and an experimental database has been built (non-reactive and reactive conditions). Simultaneous visualizations of Mie scattering droplets and heat release rate have highlighted a complex flame structure and the existence of different spray combustion regimes. Another important point of this work was to perform a statistical analysis of the spatial distribution of droplets under reactive conditions using an original measurement method. This analysis permitted to measure the inter-droplet distances (nearest neighbor) in different points of the flow and to assess the errors related to the processing of data through a numerical approach. It further appears that the spatial distribution of droplets is similar to an uniform random law while droplet combustion models are often based on a regular law.

Key words : gas turbine, combustion, two-phase flow, spray, optical diagnostic, modelling