

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 LE DÉVELOPPEMENT DES JETS DE CARBURANTS	5
1.1 Introduction	5
1.2 Injection de carburant, une étape multiphénomène	9
1.2.1 Origine du jet	9
1.2.2 Fragmentation	10
1.2.2.1 Première fragmentation	11
1.2.2.2 Seconde fragmentation	15
1.2.3 Interaction entre les gouttes	19
1.2.4 Entraînement de l'air ambiant	22
1.2.4.1 Mouvement de l'air ambiant	22
1.2.4.2 Transfert de quantité de mouvement	24
1.2.4.3 Résolution moyennée de la phase continue	26
1.2.4.4 Résolution des grandes échelles	27
1.3 Applications aux jets de carburant et leurs limitations	30
1.4 Objectifs des travaux de recherche	33
CHAPITRE 2 MODÉLISATIONS MATHÉMATIQUE ET NUMÉRIQUE	35
2.1 Introduction	35
2.2 Équations des phases lagrangienne et eulérienne	35
2.2.1 Phase lagrangienne	35
2.2.2 Phase eulérienne	36
2.3 Discrétisation des équations mathématiques	37
2.3.1 Méthode des volumes finis	38
2.3.2 Schéma <i>upwind</i> du premier ordre	40
2.3.3 Schéma <i>upwind</i> du second ordre	40
2.4 Méthodes numériques pour la résolution des équations discrétisées	41
2.4.1 Méthode URANS	42
2.4.2 Simulation des grandes échelles	44
2.4.3 Couplage entre les phases	48
2.5 Sous-modèles pour la résolution de la phase dispersée	50
2.6 Application au jet de carburant URANS	53
2.7 Bilan du chapitre	57
CHAPITRE 3 CARACTÉRISATION DES MODÈLES DE FRAGMENTATION AVEC UNE APPROCHE URANS	59
3.1 Introduction	59
3.2 Modèles d'atomisation	60
3.2.1 Modèle de Reitz & Diwakar	60

3.2.2	Modèle KHRT	63
3.2.2.1	Instabilités de Rayleigh-Taylor	63
3.2.2.2	Instabilités de Kelvin-Helmholtz	65
3.3	Plan d'expérience	66
3.4	Influence des constantes de fragmentation	68
3.4.1	Influence des constantes du modèle de Reitz & Diwakar	71
3.4.2	Influence des constantes du modèle de KHRT	75
3.4.3	Calibrations optimales des modèles	80
3.4.4	Entraînement d'air	84
3.5	Extension des résultats à haute pression	89
3.6	Bilan du chapitre	93
CHAPITRE 4	ÉTUDE DE LA SIMILARITÉ ENTRE UN JET DE CARBURANT ET UN JET D'AIR POUR LA VALIDATION DE LA CONFIGURATION NUMÉRIQUE EN SIMULATION DES GRANDES ÉCHELLES	95
4.1	Introduction	95
4.2	Méthodologie basée sur l'hypothèse de similarité entre jet de carburant et jet d'air	96
4.3	Configuration numérique choisie pour les simulations	97
4.4	Résolution et similarité du jet d'air rond turbulent	100
4.4.1	Écoulement moyen	100
4.4.2	Étude de l'écoulement turbulent	103
4.4.3	Structure du jet d'air turbulent	107
4.4.4	Étude du transfert d'énergie entre les échelles	109
4.5	Application du modèle LES au jet de carburant diesel	110
4.5.1	Comparaison qualitative de la phase eulérienne	111
4.5.2	Étude quantitative de la phase eulérienne	113
4.5.3	Étude de la structure de l'écoulement de la phase eulérienne	116
4.5.4	Analyse de l'entraînement d'air	118
4.6	Bilan du chapitre	118
CHAPITRE 5	ÉTUDE DE L'INTERACTION DU JET DE CARBURANT ET DE LA PHASE EULÉRIENNE ENTRAÎNÉE	121
5.1	Introduction	121
5.2	Stratégie d'injection simple	121
5.2.1	Analyse tri-dimensionnelle	122
5.2.2	Analyse bi-dimensionnelle	128
5.3	Stratégie d'injection double	135
5.3.1	Conditions d'injection	135
5.3.2	Analyse tri-dimensionnelle	136
5.3.3	Analyse bi-dimensionnelle	140
5.4	Comparaison qualitative des injections simples et doubles	146
5.5	Bilan du chapitre	146

DISCUSSION GLOBALE DES CONTRIBUTIONS	149
CONCLUSION	151
RECOMMANDATIONS	153
ANNEXE I DÉRIVATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES DANS LE CADRE D'UNE APPROCHE URANS	157
ANNEXE II MODÈLES DE TURBULENCE URANS : $k-\varepsilon$	163
ANNEXE III DÉRIVATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES DANS LE CADRE D'UNE APPROCHE LES	165
ANNEXE IV MODÈLE DE SOUS MAILLE SMAGORINSKY DYNAMIQUE	169
ANNEXE V PLAN D'EXPÉRIENCE DE BOX-BEHNKEN APPLIQUÉ AUX MODÈLES D'ATOMISATION	171
ANNEXE VI COMPLÉMENT DU CHAPITRE 4	173
ANNEXE VII MÉTHODE DE CALCUL DU SPECTRE D'ÉNERGIE EN LES	177
ANNEXE VIII COMPLÉMENT DU CHAPITRE 5	179
BIBLIOGRAPHIE	183

LISTE DES TABLEAUX

		Page
Tableau 2.1	Conditions du cas de référence	53
Tableau 3.1	Valeurs par défaut du modèle de Reitz & Diwakar	62
Tableau 3.2	Valeurs par défaut du modèle KHRT	66
Tableau 3.3	Matrice du plan d'expérience de Box-Behnken appliqué au modèle de R&D	67
Tableau 3.4	Valeurs des constantes des niveaux du plan d'expérience pour le modèle KHRT	67
Tableau 3.5	Diamètres moyens pour les modèles de R&D et KHRT ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K).....	69
Tableau 3.6	Tendances du modèle de R&D sur la pénétration : les signes =, +, -, - - représentent respectivement une stagnation, une légère augmentation, une légère diminution, une forte diminution de la pénétration par rapport à la calibration par défaut. Cette dernière est 2, 1 et 20 pour respectivement C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} . ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)	74
Tableau 3.7	Tendances du modèle de KHRT sur la pénétration : les signes =, +, -, - - représentent respectivement une stagnation, une légère augmentation, une légère diminution, une forte diminution de la pénétration, par rapport à la calibration par défaut. Cette dernière est 0,6, 40, 0,2, et 1 pour, respectivement, B_0 , B_1 , C_3 , et C_t . ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)	78
Tableau 3.8	Calibrations optimales des modèles de R&D et KHRT avec les valeurs par défaut rappelées entre parenthèse ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)	81
Tableau 3.9	Diamètres moyens pour les calibrations optimales des deux modèles à la fin de la simulation (6200 μ s) ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)	84
Tableau 3.10	Caractéristique du cône d'entraînement d'air numérique comparé aux données expérimentales de Sepret (2009)	87
Tableau 3.11	Influence de C_3 à 900 bar et 1300 bar	92

Tableau 4.1	Évaluation de la conservation de quantité de mouvement du jet d'air numérique à 25D comparé avec les résultats expérimentaux de Weisgraber et Liepmann (1998) à 17D.....	106
-------------	--	-----

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Descriptif des phénomènes constituant un jet de carburant. Adaptée de Baumgarten (2006, p. 10)	6
Figure 1.2	Régimes de première fragmentation. Tirée de Baumgarten (2006, p. 6)	11
Figure 1.3	Régimes de seconde fragmentation. Adaptée de Baumgarten (2006, p. 9)	16
Figure 1.4	Représentations des modes d'interactions entre les gouttes d'un jet de carburant. Tirée de Baumgarten (2006, p. 172)	20
Figure 1.5	Décomposition de l'entraînement d'air. Tirée de Sepret <i>et al.</i> (2010, p. 1301)	23
Figure 2.1	Représentation du volume de contrôle (gris) autour d'un nœud P. Tirée de Versteeg et Malalasekera (2007, page 135).	39
Figure 2.2	Débit massique à la sortie de l'injecteur pour une pression d'injection de 700 bar et une pression ambiante de 15 bar (Plamondon et Seers, 2014)	54
Figure 2.3	Domaine de calcul avec les conditions aux frontières.....	55
Figure 2.4	Étude des discrétisations spatiales et temporelles en URANS.....	56
Figure 3.1	Courbes de pénétration obtenues avec les calibrations par défaut des modèles de R&D et KHRT ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)	69
Figure 3.2	Influence des constantes du modèle de R&D sur l'écart relatif entre les pénétrations numériques et expérimentales, le SMD et le DMG à la fin de la simulation (6200 μ s). Dans la figure 3.2d, la surface supérieure est le SMD tandis que celle inférieure est le DMG. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K).....	72
Figure 3.3	Influence des constantes du modèle de KHRT sur l'écart relatif entre les pénétrations numériques et expérimentales ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K).....	77
Figure 3.4	Influence des constantes du modèle de KHRT sur le SMD et DMG à la fin de la simulation (6200 μ s). La surface supérieure correspond	

	au SMD tandis que celle inférieure est le DMG. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K) 79	79
Figure 3.5	Courbes de pénétration expérimentale et numériques avec les calibrations optimales des modèles ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)..... 82	82
Figure 3.6	Évolution temporelle du SMD total avec les calibrations optimales des modèles ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K) 83	83
Figure 3.7	Évolution du jet de carburant et de l'air entraîné à la fin de l'injection (1200 μ s) et de la simulation (6200 μ s) pour le modèle de R&D. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K) 85	85
Figure 3.8	Évolution du jet de carburant et de l'air entraîné à la fin de l'injection (1200 μ s) et de la simulation (6200 μ s) pour le modèle de KHRT. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)..... 86	86
Figure 3.9	Jet moyen expérimental à 1200 μ s (Tetrault <i>et al.</i> , 2015) 87	87
Figure 3.10	Évolution numérique du taux de mélange cumulé en fonction de la distance axiale adimensionnelle comparé avec les données expérimentales de Sepret (2009) 88	88
Figure 3.11	Courbes de pénétration expérimentales de Tetrault <i>et al.</i> (2015) et numériques pour des pression de 900 bar et 1300 bar avec les calibration par défaut des modèles 90	90
Figure 3.12	Courbes de pénétration expérimentales de Tetrault <i>et al.</i> (2015) et numériques pour des pression de 900 bar et 1300 bar avec les calibrations optimales des modèles 92	92
Figure 4.1	Domaine de calcul du jet d'air rond turbulent 98	98
Figure 4.2	Décroissance de la vitesse axiale moyenne adimensionnelle selon l'axe du jet 101	101
Figure 4.3	Décroissance radiale numérique et expérimentale (Weisgraber et Liepmann, 1998) de la vitesse axiale adimensionnelle à une distance axiale de 25D 102	102
Figure 4.4	Décroissance radiale de la vitesse axiale adimensionnelle à une distance axiale de 13,75D comparée avec la corrélation expérimentale d'un jet de carburant (Payri <i>et al.</i> , 2016) 104	104

Figure 4.5	Taux de mélange cumulé du jet d'air turbulent comparé avec les données expérimentales pour un jet de carburant stationnaire de Sepret (2009).....	104
Figure 4.6	Profils radiaux des moments du second ordre $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$ et $\overline{w'v'}$ adimensionnés	105
Figure 4.7	Structure 2D du jet : champs scalaires de la norme de la vitesse et de la vorticité adimensionnelles dans le plan médian	108
Figure 4.8	Structure 3D du jet : iso-surfaces de pression (vert) et masse volumique (bleu).....	108
Figure 4.9	Spectre d'énergie cinétique turbulente.....	110
Figure 4.10	Phase lagrangienne et eulérienne du jet de carburant dans le plan médian à la fin de la simulation (1600 μ s).....	112
Figure 4.11	évolution temporelle de la pénétration liquide du jet de carburant numérique comparé aux données expérimentales de Tetrault <i>et al.</i> (2015)	113
Figure 4.12	Comparaison des profils axiaux de vitesse numériques et expérimentaux de Meijer <i>et al.</i> (2012) durant l'injection (a) et après la fin de l'injection (b)	115
Figure 4.13	Profil radial de la vitesse axiale moyenne du jet de carburant à différents instants à 6.25D (25 mm)	116
Figure 4.14	Structure du jet de carburant à 1600 μ s	117
Figure 4.15	Taux de mélange cumulé numérique et expérimental (Sepret, 2009) selon la distance axiale	119
Figure 5.1	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) � 100 et 200 μ s	123
Figure 5.2	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) � 600 et 800 μ s	125
Figure 5.3	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) � 1200 et 1600 μ s	127
Figure 5.4	Lignes de courant instantan�es (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) � 200 et 400 μ s.....	129

Figure 5.5	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 500 et 600 μs	131
Figure 5.6	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 700 et 800 μs	133
Figure 5.7	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1000 et 1600 μs	134
Figure 5.8	Débit massique de carburant moyen d'une injection double à 900 bar	136
Figure 5.9	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 100 et 200 μs	137
Figure 5.10	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 1000 et 1100 μs	139
Figure 5.11	Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 1400 et 1600 μs	141
Figure 5.12	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 200 et 400 μs	143
Figure 5.13	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1000 et 1200 μs	144
Figure 5.14	Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1400 et 1600 μs	145
Figure 5.15	Comparaison des distributions de fraction massique produites par une injection simple et une injection double à 1600 μs	147

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CFD	Dynamique des Fluides Numérique (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
CFL	Nombre de Courant - Friedrichs - Lewy
CO	Monoxyde de carbone
DMG	Diamètre moyen géométrique
DNS	Simulation numérique directe (<i>Direct Numerical Simulation</i>)
ELSA	Méthode hybride eulérienne - lagrangienne (<i>Eulerian Lagrangian Spray Atomization</i>)
HC	Hydrocarbures imbrulés
HCCI	Combustion homogène à allumage par compression (<i>Homogeneous Charge Compression Ignition</i>)
KH	Kelvin – Helmholtz
KHRT	Kelvin – Helmholtz et Rayleigh – Taylor
LDA	Anémométrie par laser à effet Doppler (<i>Laser Doppler Anemometry</i>)
LES	Simulation des grandes échelles (<i>Large Eddy Simulation</i>)
NO _x	Monoxide et dioxyde d'azote (NO + NO ₂)
NTC	Modèle de collision (<i>No Time Counter</i>)
PM	Particules (<i>Particulate Matter</i>)
R&D	Reitz et Diwakar
RANS	Moyenne de Reynolds des équations de Navier et Stokes (<i>Reynolds Average Navier Stokes</i>)
URANS	Moyenne de Reynolds des équations de Navier et Stokes transitoire (<i>Unsteady Reynolds Average Navier Stokes</i>)
RNG	Théorie de renormalisation de groupe (<i>ReNormalisation Group theory</i>)
RT	Rayleigh – Taylor
SHW	Fil chaud stationnaire (<i>Steady Hot Wire</i>)
SMD	Diamètre Moyen de Sauter (<i>Sauter Mean Diameter</i>)
TAB	Fragmentation par analogie de Taylor (<i>Taylor Analogy Breakup</i>)
WALE	Adaptation à la paroi de la viscosité turbulente (<i>Wall-Adapting Local Eddy-viscosity</i>)

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Notations

$\bar{\phi}$	Moyenne de Reynolds de ϕ
ϕ'	Fluctuations de Reynolds de ϕ
Φ	Moyenne de Favre de ϕ
ϕ''	Fluctuations de Favre de ϕ
$\bar{\phi}_{LES}$	Composante résolue de ϕ
ϕ'_{sgs}	Composante de sous-maille de ϕ
$\bar{\phi}$	Composante de Favre résolue de ϕ
$\text{var}(\phi)$	Variance de ϕ
$\langle \phi \rangle$	Moyenne temporelle ou spatiale de ϕ

Lettres grecques

δ_{ij}	Symbole de Kronecker [—]
δt	Pas de temps de la phase eulérienne [s]
δt_c	Temps de traversée de 35% d'une cellule [s]
δt_g	Pas de temps de la phase lagrangienne [s]
Δ	Longueur de coupure [m]
ΔE_{surf}	Excès d'énergie de surface d'une goutte [J]
Δp_{inj}	Différentiel de pression d'injection [Pa]
ΔM	Transfert de quantité de mouvement en les phases [N m^{-3}]
γ	Exposant isentropique du gaz parfait [—]
ε	Taux de dissipation turbulente [m^2/s^3]
κ	Coefficient de transfert de chaleur [$\text{W}/(\text{m K})$]
Λ_{KH}	Longueur d'onde caractéristique d'une instabilité de Kelvin - Helmholtz [m]
Λ_{RT}	Longueur d'onde caractéristique d'une instabilité de Rayleigh - Taylor [m]
μ_a	Viscosité dynamique du milieu ambiant [Pa s]
μ_c	Viscosité dynamique du carburant [Pa s]
μ_t	Viscosité de sous-maille [Pa s]
μ_t	Viscosité turbulente [Pa s]

Ω_{ij}	Partie antisymétrique du tenseur de gradient de vitesse [s^{-1}]
Ω_{KH}	Taux d'expansion de la plus grande instabilité de Kelvin - Helmholtz [s^{-1}]
ω_{RT}	Taux d'expansion des instabilités de Rayleigh - Taylor [s^{-1}]
Ω_{RT}	Taux d'expansion de la plus grande instabilité de Rayleigh - Taylor [s^{-1}]
ρ_c	Masse volumique du carburant [kg/m^3]
ρ_a	Masse volumique du milieu ambiant [kg/m^3]
σ_c	Tension de surface du carburant [N/m]
τ_a	Temps caractéristique du mode de fragmentation [s]
τ_{ij}	Tenseur des contraintes [Pa]
τ_{ij}^R	Tenseur des contraintes de Reynolds [Pa]
τ_{ij}^{sgs}	Tenseur des contraintes de sous-maille [Pa]
τ_f	Temps caractéristique de la fragmentation de la phase lagrangienne [s]
τ_M	Temps de relaxation de la quantité de mouvement lagrangienne [s]
τ_{KH}	Temps caractéristique de fragmentation des instabilités Kelvin - Helmholtz [s]
τ_{RT}	Temps caractéristique de fragmentation des instabilités Rayleigh - Taylor [s]

Lettres latines

A	Surface [m^2]
$A_{fr,g}$	Surface frontale d'une goutte [m^2]
a_g	Accélération d'une goutte [m/s^2]
B_0, B_1	Constantes du modèle KH-RT pour une instabilité de Kelvin - Helmholtz [—]
B_u	Constante de décroissance de la vitesse axiale du jet [—]
C_3, C_t	Constantes du modèle KH-RT pour une instabilité de Rayleigh - Taylor [—]
C_μ	Constantes du modèle k- ϵ [—]
C_{b1}, C_{b2}	Constantes du mode à sac du modèle d'atomisation de R&D [—]
C_d	Coefficient de traînée d'une goutte [—]
C_s	Constante de Smagorinsky [—]
C_{s1}, C_{s2}	Constantes du mode à arrachement du modèle d'atomisation de R&D [—]
D	Diamètre du jet [m]
D_g	Diamètre d'une goutte [m]
$D_{g,fragmentées}$	Diamètre d'une goutte après fragmentation [m]
$D_{g,originales}$	Diamètre d'une goutte avant fragmentation [m]

$D_{g,stable}$	Diamètre d'une goutte stable [m]
D_{inj}	Diamètre de l'injecteur [m]
e	Énergie totale du fluide [J/kg]
E_{rot}	Énergie rotationnelle d'une goutte [J]
F_d	Force de traînée d'une goutte [N]
G_{Δ}	Fonction de filtrage spatial [–]
k	Énergie cinétique turbulente modélisée [m^2/s]
k_{RT}	Nombre d'onde des instabilités de RT [m^{-1}]
K_{RT}	Nombre d'onde maximisant le taux d'expansion des instabilités de RT [m^{-1}]
k_{sgs}	Énergie cinétique turbulente de sous-maille [m^2/s]
K_R	Énergie cinétique turbulente résolue [m^2/s]
l_s	Longueur de mélange du modèle de Smagorinsky [m]
L	Moment angulaire d'une goutte [K]
M_0	Quantité de mouvement du jet [Nm^{-3}]
$m_{carb, cellule}$	Masse de carburant dans une cellule [kg]
\dot{m}_c	Débit de carburant à la sortie de l'injection [kg/s]
\dot{m}_e	Débit d'air entraîné [kg/s]
m_g	Masse d'une goutte [kg]
N	Nombre d'échantillons ou de points [–]
N_g	Nombre de gouttes [–]
$N_{g, fragmentées}$	Nombre de gouttes après fragmentation [–]
$N_{g, originales}$	Nombre de gouttes avant fragmentation [–]
$n_{t,g}$	Nombre de pas de temps lagrangien pour traverser une maille [–]
p	Pression [Pa]
P_{inj}	Pression d'injection [Pa]
P_{amb}	Pression ambiante [Pa]
q_j	Composante j du transfert de chaleur [$J/(m^2 s)$]
q_j^{sgs}	Composante j de sous-maille du transfert de chaleur [$J/(m^2 s)$]
s_i	Terme source de quantité de mouvement selon la direction i [N/m^3]
S_{exp}	Pénétration liquide expérimentale du jet de carburant [m]
S_{num}	Pénétration liquide numérique du jet de carburant [m]
S_{ij}	Tenseur des déformations [s^{-1}]
r	Position radiale i [m]
r_{adim}	Position radiale adimensionnelle i [m]

Re_D	Nombre de Reynolds d'un jet de diamètre D [–]
Re_{inj}	Nombre de Reynolds à la sortie de l'orifice de l'injecteur [–]
Re_g	Nombre de Reynolds d'une goutte [–]
t	Temps [s]
T	Température [K]
T_c	Taux de mélange cumulé [–]
T_g	Nombre de Taylor d'une goutte [–]
U_0	Vitesse maximale du jet [m/s]
U_c	Vitesse axiale du jet [m/s]
u_g	Vitesse d'une goutte [m/s]
u_g^a	Vitesse d'une goutte avant de traverser une maille [m/s]
u_g^n	Vitesse d'une goutte après avoir traversé une maille [m/s]
u_i	Composante de la vitesse selon la direction i [m/s]
U_i	Moyenne de Favre de la composante de la vitesse selon la direction i [m/s]
u_{inj}	Vitesse d'injection moyenne [m/s]
u_r	Vitesse relative d'une goutte par rapport au milieu ambiant [m/s]
V	Volume d'une maille [m ³]
$We_{critique}$	Nombre de Weber critique d'une goutte [–]
We_{inj}	Nombre de Weber à la sortie de l'orifice de l'injecteur [–]
We_g	Nombre de Weber d'une goutte [–]
x_i	Coordonnée spatiale selon la direction i [m]
Y_{carb}	Fraction massique de carburant i [–]
z	Position axiale i [m]
z_0	Position axiale de l'orifice du jet [m]
z_{adim}	Position axiale adimensionnelle [–]
Z_g	Nombre d'Ohnesorge d'une goutte [–]
Z_{inj}	Nombre d'Ohnesorge à la sortie de l'injecteur [–]

INTRODUCTION

L'évolution de la technologie des moteurs à combustion interne automobiles, dictée par la sévérité grandissante des normes de pollution, amène le développement de nouveaux modes de combustion. Entre autres, ces modes reposent sur l'utilisation de stratégies où la quantité de carburant nécessaire est répartie sur plusieurs courtes injections plutôt que sur une injection simple, afin de contrôler le mélange air-carburant tout au long du cycle du moteur.

En effet, les stratégies d'injections multiples produisent un mélange différent de l'injection simple. De plus, les stratégies multiples utilisées permettent d'atteindre divers degrés d'homogénéisation du mélange air-carburant rendant, ainsi, l'étude de la formation du mélange très importante pour mieux comprendre et développer les nouveaux modes de combustion. Certains de ces modes reposent sur des injections au début du cycle du moteur où les conditions thermodynamiques ne permettent qu'une très faible évaporation du carburant, conditions qui seront utilisées dans le cadre de cette thèse afin de comparer la formation du mélange en injection simple et double.

Le premier chapitre de cette thèse présente un état des connaissances en matière de simulations numériques des jets de carburant. Dans un premier temps, les méthodes numériques et modèles les plus répandus pour l'analyse de ces écoulements diphasiques sont passés en revue, avec une attention particulière portée sur les prédictions qu'ils permettent d'atteindre. Dans un second temps, l'application de ces méthodes numériques et les conclusions tirées sur la physique du jet de carburant sont présentées. Pour finir, cette revue de littérature conduit à la formulation de l'objectif de cette thèse.

Le second chapitre concerne la méthodologie numérique utilisée dans le cadre de cette thèse. Une brève présentation de la méthode des volumes finis est d'abord menée. Ensuite, l'accent est mis sur la présentation des méthodes de résolution de la turbulence employées dans les études des chapitres suivants. Les modèles additionnels utilisés pour modéliser le reste de l'écou-

ment, tel que certaines échelles de la turbulence ainsi que la phase liquide, sont présentés. Afin de comprendre le cadre d'application de ces méthodes numériques, la dernière partie présente la configuration du modèle utilisé dans le troisième chapitre.

Ce troisième chapitre se concentre sur la présentation des résultats liés à la calibration et au choix du modèle de fragmentation. Cette étude souligne l'impact de chacun des paramètres des modèles de fragmentation sur les prédictions des jets de carburant à une pression de référence, grâce à l'application d'une méthode de plan d'expérience. La compréhension de l'influence des constantes permet d'aboutir à une calibration optimale des modèles, cette dernière étant étendue à des pressions d'injection plus élevées grâce à une analyse de la formulation du modèle de fragmentation choisi.

Le quatrième chapitre établit la transition entre les deux méthodes de résolution de la turbulence utilisées dans cette thèse. En particulier, ce chapitre se focalise sur l'évaluation de la configuration numérique choisie pour les simulations des grandes échelles, en se basant sur l'hypothèse de similarité entre un jet de carburant et un jet d'air. Ces deux applications sont alors simulées et les prédictions sont comparées à la fois entre elles et avec des résultats expérimentaux et numériques de la littérature. Ceci permet finalement de vérifier à la fois l'hypothèse de base ainsi que la bonne capacité de résolution de la configuration numérique choisie.

Le cinquième chapitre utilise la configuration numérique choisie dans le chapitre précédent afin d'analyser le processus de formation du mélange entre le carburant liquide et l'air environnant, pour une injection simple et une injection double. Cette étude utilise des critères 3D et 2D afin de détecter les structures cohérentes dans l'écoulement de la phase gazeuse, et d'analyser leur influence sur la phase liquide. Suite à l'obtention de ces résultats, une discussion prend soin de détailler la trame globale liant les sous-objectifs atteints et leurs contributions à la littérature.

Pour clôturer cette thèse, une synthèse globale résume les résultats obtenus lors des différentes études menées. Dans le but de continuer ces dernières ainsi que de palier à certaines de leur limitations, une série de recommandations est proposée à la fin de cette thèse.

CHAPITRE 1

LE DÉVELOPPEMENT DES JETS DE CARBURANTS

1.1 Introduction

Afin de comprendre la formation du mélange par les jets de carburant, une compréhension détaillée des jets de carburants et de leur développement est essentielle. En effet, les caractéristiques des jets de carburant - telles que le cône, la pénétration ou le diamètre des gouttes - résultent de phénomènes à l'intérieur de l'injecteur et de l'interaction du jet avec le milieu environnant. Celles-ci donnent naissance à huit phénomènes qui coexistent et sont en constante compétition tel qu'illustré par la Figure 1.1, où l'on peut distinguer les phénomènes permettant de passer du carburant liquide à l'intérieur de l'injecteur au mélange air-carburant. Ces phénomènes sont l'écoulement interne, première et seconde fragmentation, collision, agglomération, évaporation, entraînement d'air et impact sur la paroi et sont brièvement présentés ici.

D'abord, les phénomènes provenant de l'écoulement interne de l'injecteur, tels que la turbulence et la cavitation, participent à la première fragmentation qui commence à se développer dès que le carburant sort de l'orifice. Cette fragmentation crée les premières gouttes ou ligaments de carburant. Par la suite, une seconde intervention fragmentation due à la pression dynamique causée par l'air, provoquant une division plus fine des gouttes et des ligaments de carburant. Parallèlement, la densité importante de gouttes mises en jeu favorise la collision et l'agglomération des gouttes, qui ont un impact direct sur la distribution et la taille de celles-ci. Enfin, en fonction des conditions d'injection, certaines gouttes peuvent s'évaporer, créant un mélange air-carburant qui peut être brûlé. Les autres gouttes peuvent impacter les parois de la chambre de combustion. En parallèle de tous ces phénomènes, la progression du jet à l'intérieur du milieu ambiant engendre une interaction aérodynamique entre les deux phases qui se traduit par des échanges de quantité de mouvement produisant l'entraînement d'air.

Ces phénomènes étant tous en compétition, il ne peuvent être analysés individuellement dans les applications de jets de carburant. Leur caractérisation est donc principalement faite à l'aide de six grandeurs globales concernant à la fois le jet de carburant et le milieu ambiant :

- angle d'ouverture du jet ;
- pénétration de la phase liquide ;
- pénétration de la phase vapeur ;
- diamètre moyen géométrique des gouttes ;
- diamètre moyen de Sauter des gouttes ;
- débit d'air entraîné par le jet de carburant.

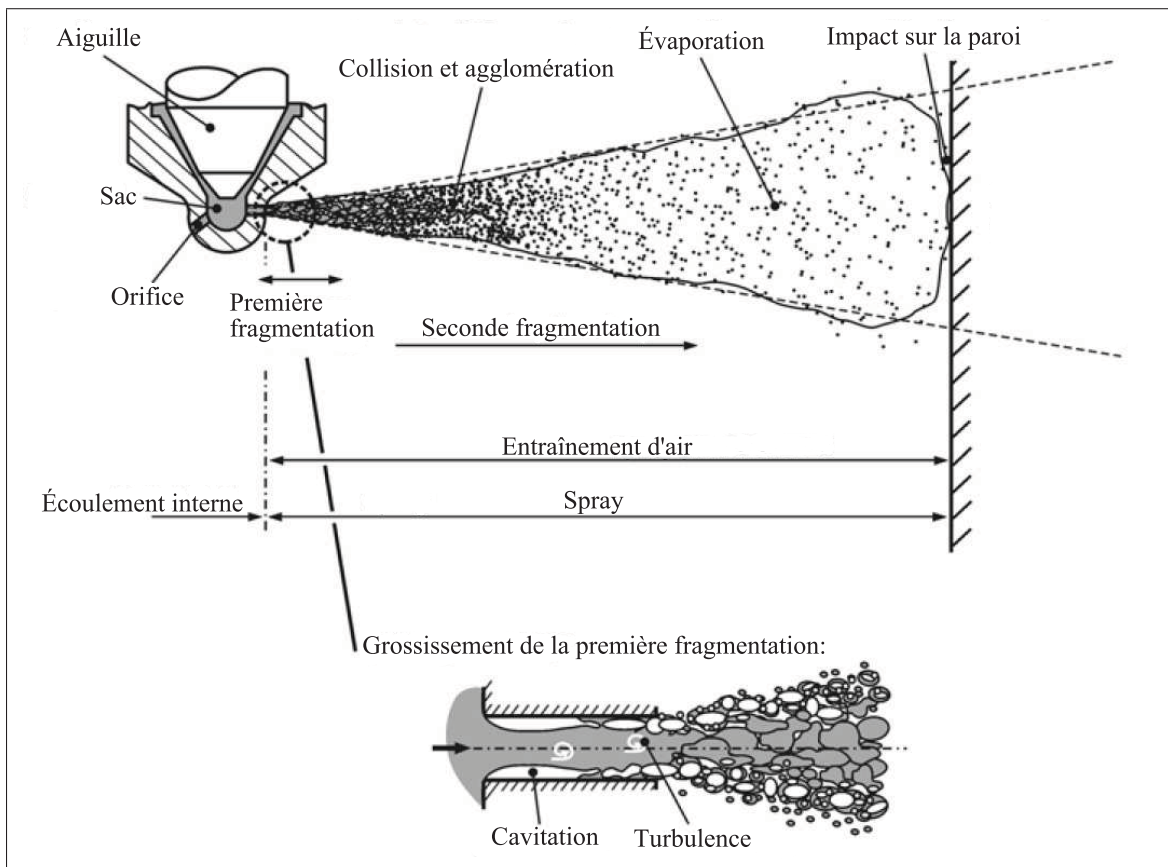


Figure 1.1 Descriptif des phénomènes constituant un jet de carburant. Adaptée de Baumgarten (2006, p. 10)

L'angle d'ouverture est l'angle du cône dans lequel s'inscrit le jet, représenté par des pointillés sur la Figure 1.1, et informe sur la diffusion radiale de celui-ci qui favorise le mélange air - carburant. De plus, les pénétrations de la phase liquide et de la phase gazeuse sont définies comme la distance axiale maximale atteinte par, respectivement, les gouttes de carburant liquide et le carburant évaporé. Les diamètres moyen géométrique (DMG) et de Sauter (SMD), définis par les équations (1.1) et (1.2), permettent d'évaluer partiellement la distribution des gouttes de carburant. De plus, le SMD donne une indication du rapport entre le volume et la surface des gouttes, particulièrement utile pour la prédiction de l'évaporation (Baumgarten, 2006).

$$DMG = \frac{\sum D_g}{N_g} \quad (1.1)$$

$$SMD = \frac{\sum D_g^3}{\sum D_g^2} \quad (1.2)$$

Avec D_g le diamètre des gouttes et N_g le nombre de gouttes. Finalement, le jet de carburant entraîne de l'air qui peut être analysé au travers du débit d'air entraîné afin de prédire le mélange air-carburant (Choi et Choi, 2005; Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010).

Cependant, la mesure expérimentale simultanée de ces quantités est rendue difficile à la fois par le coût élevé des appareils et par la densité de goutte du jet de carburant (Coghe et Cossali, 2012). Une alternative réside dans l'utilisation de la mécanique des fluides numérique (CFD) qui peut être utilisée pour prédire les caractéristiques du jet de carburant. Pour cela, il est nécessaire de simuler les phénomènes identifiés auparavant qui, eux-même, découlent de l'interaction entre les phases liquide et gazeuse. Pour ce faire, il existe trois méthodes pour la résolution d'écoulements biphasiques tels que les jets de carburant :

1. Méthode lagrangienne - eulérienne ;
2. Méthode eulérienne - eulérienne ;
3. Méthode ELSA (de l'anglais, *Eulerian-Lagrangian Spray Atomization*).

La méthode lagrangienne - eulérienne est traditionnellement utilisée pour des applications de jet de carburant (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006; Jiang *et al.*, 2010; Rutland, 2011). Elle

résout la phase gazeuse avec les équations de Navier-Stokes tandis que les gouttes sont résolues en paquets, constitués de plusieurs gouttes ayant les mêmes propriétés (diamètre, vitesse, température, etc), pour une réduction du coût de calcul. Cette méthode a l'avantage d'être proche de la physique réelle ce qui améliore la fiabilité du modèle, notamment sur la prédiction des distributions de gouttes (Jiang *et al.*, 2010), et facilite le traitement et l'interprétation des résultats par rapport aux données expérimentales (Jenny *et al.*, 2012). La seconde méthode considère les deux phases, liquide et gazeuse, d'un point de vue eulérien ce qui permet de réduire les coûts de calcul (Mostafa et Mongia, 1987; Kolakaluri *et al.*, 2014), principalement dû à une meilleure capture des échanges de quantité de mouvement avec des maillages moins denses (Rutland, 2011). En revanche, suivant la formulation eulérienne - eulérienne utilisée, il est plus difficile d'implémenter tous les sous-modèles représentant la physique du jet de carburant, contrairement à la méthode lagrangienne (Baumgarten, 2006). Ainsi, pour certaines formulations, l'interprétation des résultats n'est pas aussi directe à cause de la conversion des résultats eulériens en quantités lagrangiennes telles que le diamètre des gouttes et leur distribution (Subramaniam, 2013). La dernière, la méthode ELSA, consiste à simuler le jet de carburant d'un point de vue eulérien diphasique proche de l'injecteur et, quand le jet est suffisamment dispersé, à utiliser une approche lagrangienne (Ning *et al.*, 2009). Cette méthode, en développement, allie les avantages des deux méthodes décrites auparavant, mais pose encore certains problèmes pour la transition de la zone eulérienne à celle lagrangienne (Rutland, 2011). En effet, la fraction volumique de carburant de la zone eulérienne fournit seulement un SMD des groupes de gouttes de la zone lagrangienne (Ning *et al.*, 2009).

Dans cette étude, la méthode traditionnelle lagrangienne - eulérienne a été choisie car elle permet une interprétation plus directe des résultats de la phase lagrangienne et est, à ce jour la plus utilisée dans la littérature des jets de carburant (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). La revue de littérature qui suit se focalise donc sur les techniques utilisées avec cette approche. Le découpage respecte la succession de phénomènes présentée auparavant, où chacun d'entre eux est brièvement décrit avec un état de l'art sur l'avancement des connaissances, particulièrement d'un point de vue numérique (Section 1.2). Ensuite, la Section 1.3 dresse un bilan de ce

que l'application des méthodes numériques aux jets de carburant a permis d'identifier sur leur comportement ainsi que les limitations qui y sont liées. Finalement, ceci permet de formuler les objectifs de cette thèse dans la Section 1.4.

1.2 Injection de carburant, une étape multiphénomène

Dans cette section, le caractère multiphénomène du jet de carburant va être présenté au travers des huit phénomènes schématisés sur la Figure 1.1. La description de ces derniers et de leur modélisation numérique va être répartie sur quatre sections allant de l'origine du jet à l'intérieur de la buse de l'injecteur, en passant par la fragmentation, l'interaction entre les gouttes et en terminant par l'entraînement de l'air ambiant. Il faut souligner que cette thèse s'intéresse aux jets de carburant non-évaporatifs afin de comprendre la formation du mélange pour les conditions à basse température et pression présentées dans l'introduction. D'autre part, l'étude est effectuée en enceinte à volume constant afin de comparer les stratégies d'injection sur leur seule capacité de formation du mélange, sans intervention de l'impact à la paroi. De ce fait, les phénomènes d'évaporation et d'impact sur les parois sont négligés et ne sont donc pas considérés dans la suite de cette thèse.

1.2.1 Origine du jet

Le jet de carburant est non seulement le résultat d'interactions avec l'air environnant, mais aussi la conséquence de la dynamique de l'écoulement dans l'injecteur qui influence particulièrement la première atomisation (Schmidt et Corradini, 2001; Desantes *et al.*, 2010; Sazhin, 2014), qui sera présentée dans la Section 1.2.2. Cette influence est principalement due à deux phénomènes dominants dans l'injecteur : la turbulence de l'écoulement et la cavitation, présentés sur le grossissement de la Figure 1.1 (Arcoumanis *et al.*, 1997; Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006).

Pour sa part, la turbulence à la sortie de l'injecteur dépend de la dynamique de l'aiguille de l'injecteur. En effet, la turbulence est créée à basse levée d'aiguille par le mouvement de cette dernière qui engendre l'émission de structures turbulentes, tandis qu'à haute levée d'aiguille,

l'écoulement dans l'orifice devient prédominant de part les forts nombres de Reynolds ($>10^5$) atteints dans cette zone (Chouak *et al.*, 2015). Cette turbulence participe aux instabilités du jet à la sortie de l'injecteur et donc à la première fragmentation (Arcoumanis *et al.*, 1997; Schmidt et Corradini, 2001).

Quant à elle, la cavitation est due à l'accélération du carburant lors de son passage du sac à l'orifice de la buse qui se traduit par un changement de section important, comme présenté sur le grossissement de la Figure 1.1. Cette accélération entraîne une chute de la pression statique du carburant pouvant atteindre des valeurs inférieures à la pression de vapeur du carburant. Ce dernier passe alors de l'état liquide à sa forme gazeuse, représentés respectivement en gris et blanc sur le grossissement de la Figure 1.1. De cette zone gazeuse, des bulles peuvent se détacher et se mêler à l'écoulement de carburant liquide (Schmidt et Corradini, 2001; Desantes *et al.*, 2010)(voir Figure 1.1). Lorsque cet écoulement biphasique atteint l'extérieur de l'orifice, la pression ambiante est très supérieure à la pression de vapeur du carburant ce qui provoque l'implosion des bulles de cavitation, induisant des perturbations supplémentaires et ainsi une partie de la fragmentation (Schmidt et Corradini, 2001; Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006).

Même si la turbulence et la cavitation ont été présentées séparément, il faut noter que leurs effets sur la première fragmentation sont généralement indiscernables. En effet, peu d'information est disponible sur la dynamique de l'écoulement à la sortie de l'injecteur, même avec les techniques de visualisation les plus avancées (MacPhee *et al.*, 2002; Coghe et Cossali, 2012; Payri *et al.*, 2016). De ce fait, les modèles actuels de première fragmentation sont globaux et ne prennent pas en compte les effets individuels de ces deux phénomènes (Section 1.2.2.1).

1.2.2 Fragmentation

L'écoulement interne, abordé dans la section précédente, influence les caractéristiques du jet de carburant, notamment par l'intermédiaire de la première fragmentation se produisant dès la sortie de l'injecteur (Schmidt et Corradini, 2001; Desantes *et al.*, 2010). À l'issue de cette fragmentation, le jet ne se présente plus comme un corps liquide cohérent mais comme un

ensemble d'éléments discrets, ligaments ou gouttes (Figure 1.1). Ces derniers étant instables et en interaction constante avec le milieu ambiant, ils vont à leur tour se diviser sous l'effet de la seconde fragmentation, présentée dans la Section 1.2.2.2.

1.2.2.1 Première fragmentation

La première fragmentation intervient dès la sortie de l'injecteur et dépend fortement des conditions d'injection. Parmi elles, on peut compter la géométrie de l'injecteur et les propriétés du carburant ainsi que celles de l'environnement extérieur. Ces conditions vont dicter le régime de fragmentation qui se distingue principalement par la longueur de fragmentation, ainsi que la forme et la taille des ligaments ou gouttes produits. Comme présenté sur la Figure 1.2, trois régimes sont généralement distingués (Ohnesorge, 1936; Reitz, 1978; Reitz et Bracco, 1986) :

- le régime de Rayleigh ;
- le régime aérodynamique ;
- le régime d'atomisation.

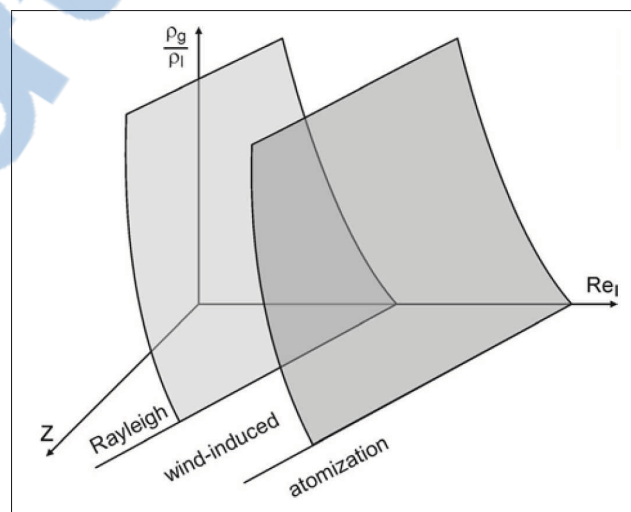


Figure 1.2 Régimes de première fragmentation.
Tirée de Baumgarten (2006, p. 6)

Leurs plages d'action respectives ont été caractérisées en fonction de trois nombres adimensionnels (Reitz, 1978; Reitz et Bracco, 1986) – le nombre de Reynolds (équation (1.3)), d'Oh-

nesorge (équation (1.4)) et le rapport entre la masse volumique du carburant ρ_c et de l'environnement ρ_a – qui incluent le diamètre d'orifice de l'injecteur D_{inj} , les propriétés du carburant ainsi que celles de l'environnement extérieur.

$$Re_{inj} = \frac{\rho_c u_{inj} D_{inj}}{\mu_c} \quad (1.3)$$

$$Z_{inj} = \frac{\sqrt{We_{inj}}}{Re_{inj}} = \frac{\mu_c}{\sqrt{\rho_c \sigma_c D_{inj}}} \quad (1.4)$$

Avec μ_c et σ_c respectivement la viscosité et la tension de surface du carburant, u_{inj} la vitesse du carburant à la sortie de l'orifice de l'injecteur, et We_{inj} le nombre de Weber 'a la sortir de l'injecteur défini par l'équation (1.5).

$$We_{inj} = \frac{\rho_c u_{inj}^2 D_{inj}}{\sigma_c} \quad (1.5)$$

Dans le cas des systèmes d'injection diesels actuels, de fortes vitesses d'injection sont mises en jeu afin d'atteindre le régime d'atomisation, c'est-à-dire de fortes valeurs des nombres adimensionnels mentionnés auparavant (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Sous le régime d'atomisation, la longueur de fragmentation primaire est seulement de quelques fois le diamètre de l'injecteur (Figure 1.1), voire quasi-nulle, menant très rapidement à un jet dispersé divergent formé de fins ligaments ou de fines gouttes instables (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). De plus, le régime d'atomisation est le plus complexe car il résulte en partie de l'écoulement interne de l'injecteur (Section 1.2.1) et intervient dans une zone très dense du jet. Ceci rend les études expérimentales difficiles même avec les techniques de mesure les plus avancées (MacPhee *et al.*, 2002; Coghe et Cossali, 2012). Malgré cela, il est généralement considéré que la première atomisation est principalement engendrée par la turbulence, la cavitation à l'intérieur de l'injecteur (Section 1.2.1) et, surtout, aux forces aérodynamiques lors de l'entrée du jet dans la chambre de combustion (Arcoumanis *et al.*, 1997).

Le modèle le plus utilisé à ce jour pour représenter l'atomisation primaire utilise la méthode *blob* (Reitz et Diwakar, 1986, 1987). Elle est basée sur l'hypothèse que l'atomisation et la

seconde fragmentation, présentée plus tard, ne sont pas différentiables dans la zone dense du jet. Cette méthode génère des gouttes de taille égale au diamètre de l'injecteur, avec une vitesse initiale calculée à partir du débit massique à la sortie de l'injecteur ou de la vitesse de Bernoulli, présentée dans l'équation (1.6). Le calcul de cette vitesse se base sur la différence de pression, notée Δp_{inj} , entre la pression d'injection et la pression ambiante. Ces gouttes vont ensuite être distribuées aléatoirement sur l'angle du cône fourni par des données expérimentales. La simplicité de ce modèle est un avantage significatif pour son implémentation mais c'est aussi sa faiblesse. En effet, même s'il est possible de calculer dynamiquement le diamètre et la vitesse d'injection effective afin de prendre en compte les effets passifs de la cavitation (Von Kuensberg Sarre *et al.*, 1999), l'implosion des bulles de cavitation et la turbulence sont ignorées bien que celles-ci soient deux des contributions majeures à l'atomisation. Une partie de la physique de l'atomisation est alors perdue, limitant l'analyse de la distribution des gouttes ou l'influence de la cavitation sur l'angle du cône du jet (Baumgarten, 2006).

$$u_{inj} = \sqrt{\frac{2 \Delta p_{inj}}{\rho_c}} \quad (1.6)$$

Une extension possible de la méthode *blob* est l'injection de gouttes dont le diamètre est basé sur une distribution empirique ou semi-empirique, telle que celle de Rosin-Rammler qui est la plus utilisée dans les applications de jet diesel (Peng Karïholm et Nordin, 2005; Weber et Peters, 2006; Baumgarten, 2006; Peng Karïholm *et al.*, 2008; Vuorinen et Larmi, 2008; Chaudhry *et al.*, 2010). Cette méthode empirique souffre des mêmes inconvénients que l'approche précédente, mais permet une meilleure représentation de la distribution des gouttes tout au long du jet. En revanche, à cause du manque de données expérimentales sur la distribution réelle à la sortie de l'injecteur, la fonction mathématique doit être calibrée en fonction de la distribution de gouttes dans la plume du jet.

Un grand nombre de modèles phénoménologiques ont été développés pour prendre en compte la turbulence et la cavitation, parmi lesquels seuls les plus répandus sont abordés ici. Entre autres, le modèle de Huh-Gosman tient compte de l'influence de la turbulence à l'intérieur de l'injecteur, tout en négligeant les effets de la cavitation (Huh et Gosman, 1991; Huh *et al.*,

1998). Ce modèle repose sur l'hypothèse que cette turbulence crée les instabilités qui, après avoir été amplifiées par les forces aérodynamiques, sont à l'origine de l'atomisation. Ces instabilités sont représentées par une longueur et un temps caractéristiques qui interviennent, à une constante près, dans la détermination de la longueur et du temps caractéristiques de l'atomisation. Ces derniers sont appliqués à des gouttes issues de la méthode *blob* et peuvent être associés à la distribution de Rosin-Rammler pour une meilleure distribution du diamètre des gouttes (Lucchini *et al.*, 2010, 2011). En plus de la prise en compte de la turbulence, le modèle de Huh-Gosman est capable de calculer l'angle du cône du jet en se basant sur la longueur et le temps caractéristique de la fragmentation, éliminant ainsi un paramètre expérimental exigé par la méthode *blob* (Margot *et al.*, 2008; Desantes *et al.*, 2009; Lucchini *et al.*, 2010, 2011). En revanche, le désavantage majeur de ce modèle est que, pour une calibration rigoureuse, il repose sur des données de turbulence prises dans l'orifice de l'injecteur qui sont difficiles à obtenir expérimentalement (Schmidt et Corradini, 2001). Globalement, ces améliorations du modèle permettent d'obtenir des courbes de pénétration équivalentes à la méthode *blob*, toutes deux très proches des données expérimentales (Margot *et al.*, 2008). Cependant, ce modèle est capable de prédire un diamètre moyen de Sauter sur l'ensemble du jet environ 7 fois plus petit au début de l'injection, pour finalement converger vers une valeur identique en fin de celle-ci (Margot *et al.*, 2008).

Compte tenu des causes de l'atomisation qui ont été détaillées auparavant – aérodynamique, turbulence et cavitation – une extension logique de ces modèles est la prise en compte de la cavitation, ce que permet le modèle d'Arcoumanis *et al.* (1997). Une goutte issue de la méthode *blob* est considérée, et a ses instabilités créées par les forces aérodynamiques modélisées par des instabilités de Kelvin-Helmholtz avec le modèle WAVE, présenté plus tard. De plus, la contribution de la turbulence à la sortie de l'injecteur est calculée selon le modèle de Huh-Gosman (Huh et Gosman, 1991; Huh *et al.*, 1998). Quant à elle, la contribution de la cavitation repose sur l'hypothèse qu'il existe une unique bulle de cavitation par goutte de carburant. Cette bulle est soit transportée jusqu'à la surface de la goutte par la turbulence dans le liquide, soit implose avant d'atteindre cette surface. Dans le même esprit que pour le modèle de Huh-Gosman,

un temps caractéristique est associé à chacun des cas, le plus rapide contribuant à l'atomisation. Cette dernière peut produire des gouttes d'un diamètre constant ou, dans une version modernisée du modèle, de diamètres différents basés sur une distribution (Arcoumanis et Gavaises, 1998). Étant basé en partie sur le modèle de Huh-Gosman, ce modèle prédit aussi l'angle du jet de carburant, évitant ainsi de dépendre de mesures expérimentales. Cependant, il offre une représentation très simplifiée du phénomène très complexe qu'est la cavitation avec, par exemple, l'hypothèse d'une seule bulle de cavitation (Schmidt et Corradini, 2001; Baumgarten, 2006). Malgré cette simplicité, ce modèle montre, dans certains cas, une meilleure capacité de reproduction des résultats expérimentaux en termes d'évolution de la pénétration liquide du jet et du SMD, alors que ce dernier tend à être significativement surestimé par les deux modèles WAVE et Huh-Gosman (Arcoumanis *et al.*, 1997; Arcoumanis et Gavaises, 1998; Tonini *et al.*, 2009).

1.2.2.2 Seconde fragmentation

Après la première fragmentation, les gouttes formées continuent à pénétrer le milieu ambiant et sont encore soumises à de fortes contraintes aérodynamiques. Ces dernières entraînent une déformation des gouttes qui s'amplifie jusqu'à dominer la tension de surface du carburant. Ceci provoque un arrachement de matière de la goutte qui se traduit par une réduction de son diamètre et la création de nouvelles gouttes. Cette étape, appelée seconde fragmentation, peut être caractérisée à l'aide du nombre de Weber de la goutte qui représente le rapport des forces aérodynamiques sur la tension de surface du liquide (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Ce nombre est calculé suivant l'équation (1.7) où u_r et D_g représentent respectivement la vitesse relative et le diamètre de la goutte considérée.

$$We_g = \frac{\rho_c u_r^2 D_g}{\sigma_c} \quad (1.7)$$

À partir d'études expérimentales, différents modes de fragmentation ont pu être identifiés et classifiés en fonction du nombre de Weber, comme présenté sur la Figure 1.3. La plupart de ces classifications distinguent de cinq à sept modes de fragmentation, mais des incertitudes subsistent sur les nombres de Weber associés à ces modes (Wierzba, 1990; Arcoumanis *et al.*,

1997). En effet, même si un accord est trouvé pour le mode vibrationnel ($We_g \simeq 6$), les désaccords sont de plus en plus importants pour les modes à forts nombres de Weber, dont le seuil pour le mode catastrophique varie entre 50 et 1000 (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006).

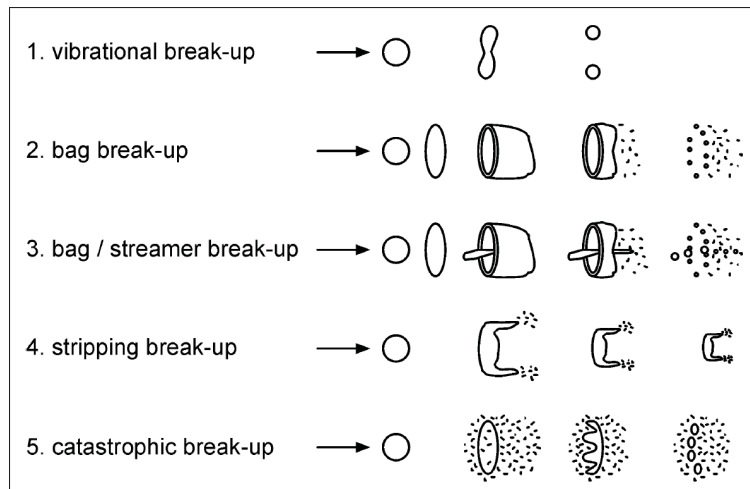


Figure 1.3 Régimes de seconde fragmentation.
Adaptée de Baumgarten (2006, p. 9)

Numériquement, on peut distinguer deux types de modèles pour la prise en compte de la seconde fragmentation. Le premier type s'intéresse au calcul des causes de la fragmentation, c'est-à-dire la déformation de la goutte ou les perturbations à la surface qui en sont à l'origine. Dans cette catégorie, le modèle TAB (de l'anglais, *Taylor Analogy Breakup*) assimile une goutte à un oscillateur harmonique unidimensionnel tel un système masse-ressort (O'Rourke et Amsden, 1987). À partir de cette analogie, une équation régissant l'expansion radiale de la goutte est établie en fonction de son nombre de Weber. Lorsque la déformation est maximale, la fragmentation est amorcée et le temps de fragmentation peut être calculé. Une fois que ce dernier s'est écoulé, le groupe de gouttes original est détruit et remplacé par un nouveau groupe de gouttes ayant un même nouveau diamètre, ce qui tend à limiter la distribution de diamètre (Baumgarten, 2006). Cette approximation permet seulement la prise en charge des modes de fragmentation à sac (de l'anglais, *bag breakup*) et par arrachement (de l'anglais, *stripping breakup*), en accord avec la théorie originale de Nicholls (1972) sur la fragmentation. Cependant, bien que ces régimes ne soient pas adaptés aux systèmes d'injection actuels

(Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006), ce modèle a l'avantage de fournir l'angle du jet à partir du temps et de la longueur de fragmentation (O'Rourke et Amsden, 1987), ainsi que la déformation de la goutte pouvant servir au calcul du coefficient de traînée permettant d'améliorer les prédictions de la pénétration du jet dans certains cas (Liu *et al.*, 1993; Margot *et al.*, 2008). Cette meilleure prédiction de la traînée des gouttes est un avantage, que les autres modèles courants ne fournissent pas. Pour palier aux limitations du modèle TAB, des améliorations ont été proposées, mais ne seront pas abordées dans cette étude. En effet, leur utilisation reste marginale dans la littérature due aux faibles gains apportés sur les prédictions des pénétrations et du SMD par rapport à d'autres modèles vus par la suite (Kaario *et al.*, 2002; Hori *et al.*, 2006; Pizza *et al.*, 2007; Zhou *et al.*, 2011, 2013; Ren et Li, 2016).

Une autre approche utilisée consiste à mettre l'emphase sur les perturbations à la surface des gouttes qui s'apparentent à des instabilités de Kelvin-Helmholtz (KH), hypothèse sur laquelle repose le modèle WAVE (Reitz, 1987). À partir de l'équation de dispersion de ces instabilités proposée par Reitz et Bracco (1982), la longueur d'onde et le taux d'expansion peuvent être calculés à partir des propriétés de la phase continue, de la phase dispersée ainsi que de leur vitesse relative. Lorsque la fragmentation apparaît, de la matière est retirée du groupe de gouttes original pour en créer un nouveau avec un diamètre plus petit. Cette implémentation est un avantage par rapport au modèle TAB car elle crée naturellement une distribution bimodale des gouttes (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Ce modèle s'adresse également plus à la fragmentation à sac et par arrachement pour lesquels des résultats équivalents au modèle TAB peuvent être obtenus (Tatschl *et al.*, 2002; Sazhin *et al.*, 2008), mais présente des limitations dans le cas des jets de carburant à haute pression (Von Kuensberg Sarre *et al.*, 1999; Tatschl *et al.*, 2002; Ren et Li, 2016). Toutefois, des modifications du modèle pour des systèmes à hautes pressions impliquant le mode de fragmentation catastrophique ont été proposées, et permettent de reproduire avec succès certaines caractéristiques du jet (Sazhin *et al.*, 2008; Turner *et al.*, 2012).

Parmi ces versions modifiées, le modèle KHRT intègre à la fois les instabilités de KH et celles de Rayleigh-Taylor (RT) auxquelles l'atomisation catastrophique peut être associée (Patter-

son et Reitz, 1998). Une méthode similaire à celle employée pour les instabilités de KH est appliquée aux instabilités de RT : à partir de l'équation de dispersion des instabilités, leur longueur d'onde et leur taux d'expansion sont calculés pour ensuite donner le diamètre du nouveau groupe de gouttes ainsi que le temps de fragmentation. Dans le cas où le mode KH intervient, les groupes de gouttes sont gérés de la même façon que pour le modèle WAVE. En revanche, dans la mesure où le mode catastrophique entraîne la destruction complète du groupe de gouttes original, la gestion des groupes de gouttes pour le mode RT suit la même règle que pour le modèle TAB : le groupe original est complètement détruit et un nouveau groupe est créé avec le nouveau diamètre. Une version préliminaire à cette approche permet déjà d'éliminer la bimodalité du diamètre des gouttes provoquée par le modèle WAVE (Su *et al.*, 1996; Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006) avec une meilleure prédiction du diamètre moyen des gouttes (Su *et al.*, 1996), ce qui a été confirmé avec l'implémentation finale du modèle (Patterson et Reitz, 1998). Toutefois, la prédiction de la pénétration reste équivalente aux autres modèles déjà présentés, tant pour les applications non-évaporatives qu'évaporatives (Su *et al.*, 1996; Patterson et Reitz, 1998; Hossainpour et Binesh, 2009).

La deuxième catégorie de modèle repose sur une vision de la fragmentation se basant sur les nombres de Weber fournis par les classifications décrites auparavant (Reitz et Diwakar, 1986; Pilch et Erdman, 1987; Reitz et Diwakar, 1987; Hsiang et Faeth, 1992). Entre autres, le modèle de Reitz et Diwakar (1986, 1987) (R&D) prend en charge les modes de fragmentation à sac et par arrachement à partir de la théorie proposée par Nicholls (1972). Toutefois, ce modèle a aussi été appliqué avec succès à des injections mettant en jeu le mode catastrophique (Yang *et al.*, 1997; Hossainpour et Binesh, 2009; Lucchini *et al.*, 2010). Le modèle R&D consiste à évaluer le nombre de Weber ainsi que le temps de fragmentation pour chaque groupe de gouttes. Lorsque le nombre de Weber limite d'un mode est atteint, la durée d'instabilité de la goutte est incrémentée jusqu'à ce qu'elle atteigne le temps de fragmentation du mode considéré. Lorsque ces deux conditions (nombre de Weber limite et temps de fragmentation) sont rencontrées, la fragmentation se produit et de nouveaux groupes de gouttes stables sont créés telles que $We_g = We_{critique}$. Cette simplicité de fonctionnement explique sa facilité d'implémentation,

particulièrement utile pour les premières applications en CFD (Stiesch, 2003). De plus, cette simplicité impacte peu la qualité de prédiction de la pénétration du jet de carburant (Kaario *et al.*, 2002; Margot *et al.*, 2008; Pizza *et al.*, 2007; Tatschl *et al.*, 2002), ce qui n'est pas le cas pour le diamètre moyen des gouttes qui est souvent surestimé (Kaario *et al.*, 2002; Margot *et al.*, 2008; Tatschl *et al.*, 2002).

Cependant, tous les modèles vus auparavant reposent sur des constantes à calibrer. Cette calibration représente une étape coûteuse mais nécessaire pour les jets de carburant (Baumgarten, 2006; Tatschl *et al.*, 2002; Vijayraghavan Iyengar et Rutland, 2013), particulièrement ceux à faible température où l'évaporation est marginale (Beale et Reitz, 1999). Cette calibration vise originellement à prendre en compte des propriétés de l'injection telles que les pressions d'injection et ambiante, les propriétés du carburant et les conditions de l'écoulement interne (cavitation, turbulence) qui diffèrent entre les applications. En revanche, numériquement, les effets de ces propriétés sont difficilement différenciables des effets numériques du maillage ou des schémas de discrétisation, qui sont donc en partie pris en compte dans la calibration (Baumgarten, 2006; Tatschl *et al.*, 2002). Dans les cas où la calibration est présentée, elle est généralement effectuée en faisant varier une seule constante à la fois (Beale et Reitz, 1999; Elmtoft *et al.*, 2015; Fu-shui *et al.*, 2008; Lee *et al.*, 2002; Patterson et Reitz, 1998). À partir d'une étude approfondie, certains de ces auteurs ont été capables de produire des corrélations pour la calibration des constantes ayant un impact significatif sur la pénétration du jet, mais qui sont spécifiques aux injecteurs utilisés dans ces études (Pogorevc *et al.*, 2008; Vijayraghavan Iyengar et Rutland, 2013).

1.2.3 Interaction entre les gouttes

Dans les applications de jet de carburant, un nombre important de gouttes est généré dans un volume confiné, particulièrement proche de l'injecteur. Compte tenu de ces importantes densités, la probabilité d'interactions entre les gouttes est élevée. Différents types d'interaction existent et dépendent principalement de la vitesse et de l'angle d'impact des gouttes (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). La Figure 1.4 présente les cinq principaux mécanismes d'interaction

de gouttes. Le premier met en jeu deux gouttes avec des directions identiques et des vitesses opposées, et consiste en un rebond entre ces gouttes qui est dû à la création d'un film d'air entre ces dernières, ce qui résulte en une inversion de leurs vecteurs vitesse. Le second, provenant du même type de conditions initiales, produit une goutte de plus gros diamètre faisant suite à l'agglomération des gouttes initiales. Ensuite, le troisième régime respecte le même état transitoire que le précédent, à l'exception que la tension de surface du liquide n'est cette fois pas suffisante pour maintenir la fusion des deux gouttes. Celles-ci vont alors se séparer et aller dans des directions opposées. Au contraire, dans le cas du quatrième mécanisme, les gouttes initiales ne partagent pas la même direction. Celles-ci sont seulement parallèles, entraînant une agglomération partielle avant d'être de nouveau séparées et de continuer sur leurs trajectoires initiales. Dans le dernier cas, la collision provoque la fragmentation des deux gouttes en gouttes plus fines.

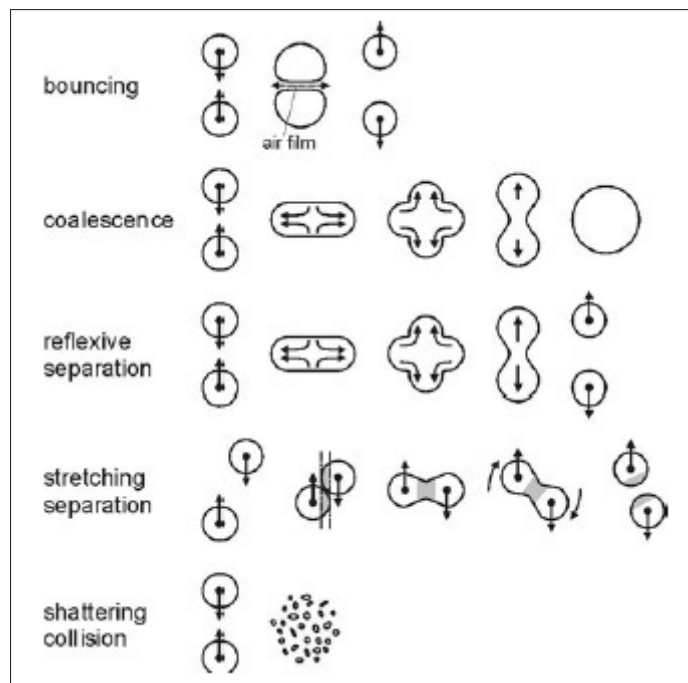


Figure 1.4 Représentations des modes d'interactions entre les gouttes d'un jet de carburant. Tirée de Baumgarten (2006, p. 172)

Cependant, il est numériquement assez difficile d'implémenter des modèles de collision prenant tous ces régimes en compte, ainsi que d'évaluer la qualité de chacun d'entre eux compte tenu de la probabilité de tels événements dans les jets de carburant. De ce fait, les modèles usuellement implémentés se limitent aux second et quatrième régimes considérant, respectivement, l'agglomération de deux gouttes et la séparation de deux gouttes ayant des trajectoires parallèles. Le modèle le plus répandu, proposé par O'Rourke (1981), utilise une méthode dite « directe » qui considère toutes les collisions possibles dans une cellule. Par la suite, la moyenne des collisions est calculée en fonction des conditions des gouttes considérées, qui sert de base à une distribution de Poisson calculant la probabilité de collision entre deux ensembles de gouttes. Lorsqu'une collision est modélisée, le ratio entre les forces rotationnelles de la nouvelle goutte temporaire née de la fusion des autres, et l'énergie de surface nécessaire à la reconstruction des gouttes originales sont calculés. Dans le cas où les premières forces dominent, le régime de séparation se produit alors que dans le cas contraire, la fusion devient permanente. En revanche, pour une bonne représentation statistique de ces collisions, un nombre de groupe de gouttes important est nécessaire afin de bien capturer les effets des autres phénomènes du jet sur les propriétés des gouttes et donc, sur la collision et l'agglomération. Mais, le coût de cet algorithme étant proportionnel au nombre de gouttes au carré, cette augmentation du nombre de gouttes est trop coûteuse pour être pleinement accomplie (Schmidt et Rutland, 2000).

Aussi, le modèle NTC (de l'anglais, *No Time Counter*) a été développé afin de remédier au problème de coût de calcul du précédent modèle (Schmidt et Rutland, 2000). Celui-ci suppose que le nombre de groupes de gouttes présents dans la cellule est suffisamment grand pour que le calcul des collisions sur un échantillon soit statistiquement représentatif. La formulation montre que le coût de calcul est proportionnel au nombre de candidats à la collision, qui est lui-même proportionnel au nombre de groupe de gouttes dans la cellule considérée. Toutefois, il faut souligner que cet algorithme est avantageux seulement si le nombre de candidats à la collision est inférieur à la moitié du nombre de groupes de gouttes au carré (Schmidt et Rutland, 2000), ce qui explique que certains codes CFD, STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2013) par exemple, commutent automatiquement entre les deux méthodes.

En plus de ces interactions, les gouttes évoluent dans un milieu ambiant gazeux et interagissent fortement avec celui-ci. Du fait de la haute densité de gouttes y pénétrant, l'air est entraîné atteignant des vitesses de plusieurs centaines de mètres par seconde, phénomène présenté dans la section suivante.

1.2.4 Entraînement de l'air ambiant

Les phénomènes présentés auparavant se produisent pour la phase liquide durant tout le temps où elle progresse dans la phase gazeuse. Or, la densité de gouttes étant très importante dans les applications de jets de carburant, les effets sur la phase gazeuse sont importants et se manifestent, physiquement, par un mouvement de celle-ci présenté dans la Section 1.2.4.1. Ce dernier est la conséquence d'un transfert de quantité de mouvement entre les deux phases, principalement dû à la traînée des gouttes de carburant (Section 1.2.4.2). Ce phénomène physique se traduit, numériquement, par un terme source dans les équations de Navier-Stokes résolues pour la phase eulérienne. La méthode de résolution employée pour ces dernières conditionne la qualité de représentation de l'entraînement d'air, suivant si elle fournit le champ de vitesse moyenné (Section 1.2.4.3) ou un champ instantané (Section 1.2.4.4).

1.2.4.1 Mouvement de l'air ambiant

Le phénomène d'entraînement de l'air peut être caractérisé par l'analyse du mouvement d'air de la phase eulérienne à la périphérie du jet de carburant. Une analyse macroscopique de l'entraînement d'air, présentée schématiquement sur la Figure 1.5, amène à distinguer trois zones à la périphérie du jet de carburant (Sasaki *et al.*, 1998; Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010) :

- aspiration d'air quasi-stationnaire ;
- recirculation de l'air ;
- expulsion de l'air.

La première zone consiste à l'aspiration d'air ambiant et se manifeste proche de l'injecteur, où l'écoulement d'air est le plus proche d'un régime établi. Par conséquent, la vitesse d'air

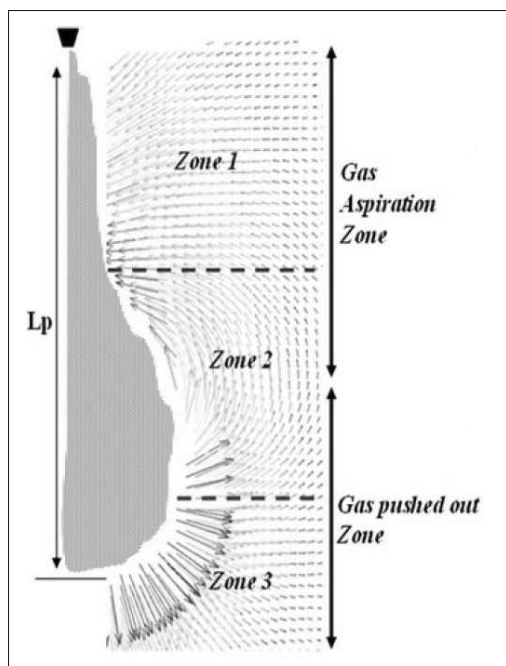


Figure 1.5 Décomposition de l'entraînement d'air. Tirée de Sepret *et al.* (2010, p. 1301)

entraîné est une fonction quasi linéaire de la distance à partir de l'orifice de l'injecteur (Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010). Au contraire, l'air présent au front du jet est refoulé par ce dernier (Cossali *et al.*, 2001). Entre les deux, une zone de recirculation est identifiable et naît de l'interaction des deux premiers phénomènes : une partie de l'air refoulé par le front du jet est réentraînée plus haut, ce qui peut être identifié par une inversion de la vitesse proche du jet. Grâce à ce changement de direction, un anneau de recirculation est généralement mis en évidence autour du jet (Sasaki *et al.*, 1998; Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010). Dans certains cas, cette structure est capable d'entraîner les gouttes de carburant les plus fines, accentuant la diffusion radiale du jet dans cette zone et favorisant le processus de mélange air-carburant (Sasaki *et al.*, 1998). Quantitativement, ces étapes ont été caractérisées avec le profil de vitesse pris sur une surface fictive conique autour du jet de carburant (Choi et Choi, 2005; Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010). Ce profil de vitesse permet de calculer le débit traversant la surface fictive, qui peut être adimensionnalisé par le débit de carburant à la sortie de l'injecteur fournissant, ainsi,

le taux de mélange à la périphérie du jet. Ceci permet la comparaison de différentes conditions d'injection appliquées à différentes buses d'injection (Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010).

Cependant, la caractérisation de l'écoulement d'air à l'intérieur du jet de carburant est beaucoup plus difficile avec les méthodes optiques actuelles, principalement à cause de l'opacité engendrée par les gouttes de carburant particulièrement proches de l'injecteur (MacPhee *et al.*, 2002; Coghe et Cossali, 2012; Payri *et al.*, 2016). À des positions plus en aval, des mesures de vitesses moyennes axiales et radiales ont été obtenues (Andriani *et al.*, 1996; Senecal *et al.*, 2014; Payri *et al.*, 2016), confirmant quantitativement que ces dernières sont similaires à ceux traditionnellement obtenues dans le cadre de jets gazeux turbulents (Abraham, 1997; Wang *et al.*, 2010; Hoyas *et al.*, 2011; Tsang *et al.*, 2014; Tsang et Rutland, 2016).

Numériquement, la capture de la zone de recirculation (zone 2, Figure 1.5) fait l'objet d'un intérêt particulier de par sa contribution majeure au mélange. Cependant, les analyses sont majoritairement qualitatives (Lee *et al.*, 2002; Park *et al.*, 2009; Reitz et Diwakar, 1986; Tonini *et al.*, 2008; Yang *et al.*, 1997; Zhou *et al.*, 2015b) du fait des difficultés rencontrées avec les méthodes numériques employées pour la résolution des équations de Navier-Stokes de la phase eulérienne, particulièrement la résolution moyennée (Haworth, 1999; Jiang *et al.*, 2010; Yang *et al.*, 1997). En effet, la capture de ce phénomène dépend de la prise en compte du transfert de quantité de mouvement mais surtout, de l'approche de résolution employée ainsi que du modèle de turbulence associé, points qui seront adressés dans les Sections 1.2.4.3 et 1.2.4.4.

1.2.4.2 Transfert de quantité de mouvement

L'entraînement d'air naît de l'échange de quantité de mouvement entre les gouttes, ayant des vitesses élevées de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde, et le gaz ambiant ayant tout au plus une vitesse de quelques mètres par seconde. Cet échange se fait par l'intermédiaire de la traînée des gouttes qui dépend de la vitesse relative des gouttes par rapport au milieu ambiant mais aussi de la forme des gouttes. Le calcul est fait par l'intermédiaire de

l'équation (1.8) qui correspond à un bilan de la force de traînée F_d sur une goutte.

$$F_d = \frac{1}{2} A_{fr,g} \rho_a C_d u_r \quad (1.8)$$

Avec $A_{fr,g}$ est la section transversale de la goutte, ρ_a la masse volumique du milieu ambiant, C_d le coefficient de traînée de la goutte et u_r la vitesse relative de la goutte par rapport au milieu ambiant. Le coefficient de traînée C_d dépend de la forme de la goutte qui change en fonction de sa vitesse relative par rapport au milieu ambiant. Cependant, il est très difficile d'accéder à cette information expérimentalement à l'intérieur du jet de carburant, surtout proche de l'injecteur où le jet est le plus opaque à cause de la vitesse et la densité élevées des gouttes (Coghe et Cossali, 2012; Payri *et al.*, 2016).

De ce fait, l'intégration de la forme de la goutte dans les modèles numériques se fait la plupart du temps en posant l'hypothèse que la goutte reste parfaitement sphérique tout au long du processus avec le coefficient de traînée d'une sphère rigide (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Toutefois, cette approche est un peu antagoniste avec le principe de la fragmentation, présenté dans la Section 1.2.2. En effet, l'essence de la fragmentation provient de la déformation de la goutte, qui n'est donc pas sphérique tel que sur la Figure 1.3. Afin d'avoir une meilleure représentation de cette physique, le modèle TAB (O'Rourke et Amsden, 1987), présenté à l'origine pour la fragmentation dans la Section 1.2.2.2, permet de calculer la déformation des gouttes en supposant que celles-ci se comportent comme des oscillateurs harmoniques, ce qui peut donner un coefficient de traînée 3.6 fois plus élevé que celui d'une sphère (Liu *et al.*, 1993). En comparaison avec l'hypothèse de goutte sphérique, cette nouvelle approche améliore peu, voire pas, la prédiction de la pénétration avec une variation maximale atteignant 10% (Liu *et al.*, 1993; Su *et al.*, 1996; Margot *et al.*, 2008; Tonini *et al.*, 2009). En revanche, son effet est plus visible sur les prédictions de SMD avec des variations d'au plus 50%, atteignant les résultats expérimentaux à 10% près (Liu *et al.*, 1993; Su *et al.*, 1996). De plus, d'importantes améliorations sont visibles sur la prédiction de la vitesse axiale du jet (Arcoumanis *et al.*, 1997; Margot *et al.*, 2008), sa décroissance étant mieux prédite en comparaison avec les données expérimentales ou des modèles plus complets (Desantes *et al.*, 2009). Cependant, le principal

défaut de ce modèle est de prendre en compte les effets de déformation seulement sur le calcul du coefficient de traînée C_d , la surface frontale restant celle d'une sphère (Su *et al.*, 1996).

Une autre approche consiste à résoudre l'équation de conservation d'énergie pour une goutte qui se déforme, tant pour la prise en charge de la seconde fragmentation que pour la déformation des gouttes (Ibrahim *et al.*, 1993). Cette méthode s'apparente à une version non-linéaire du modèle TAB, mais a le plus souvent été utilisée pour le calcul de la traînée des gouttes (Ibrahim *et al.*, 1993; Su *et al.*, 1996; Tennison *et al.*, 1998). En effet, cette approche a l'avantage de tenir compte non seulement des changements de coefficient de traînée, mais aussi des variations de la surface frontale des gouttes, ce qui permet de mieux reproduire la force de traînée d'une goutte individuelle (Ibrahim *et al.*, 1993). En revanche, dans le cadre des jets de carburant, les effets sont faibles sur la pénétration mais de meilleurs ordres de grandeurs du SMD sont obtenus (Su *et al.*, 1996; Tennison *et al.*, 1998). Cependant, cette amélioration se fait au prix d'un coût de calcul plus élevé que le modèle de sphère rigide ou TAB à cause de la résolution d'équations supplémentaires.

L'autre point essentiel à la capture de cet entraînement d'air est la capacité du modèle à représenter la turbulence dans la phase gazeuse. Ce dernier point va dépendre principalement de la méthode de résolution de l'écoulement eulérien utilisée ainsi que de la modélisation de la turbulence qui lui est associée, ces deux points étant présentés en détail dans les sections suivantes.

1.2.4.3 Résolution moyennée de la phase continue

La phase ambiante est toujours considérée d'un point de vue eulérien. Sa physique est régie par les équations de Navier-Stokes qui, dans le cas des écoulements à hauts nombres de Reynolds tels que les jets de carburant, peuvent être résolues numériquement à l'aide de deux méthodes. La première consiste à résoudre ces équations en les moyennant par la méthode de Reynolds (dite RANS, de l'anglais *Reynolds Average Navier-Stokes Simulation*). Cette méthode est la plus ancienne, la plus utilisée et a permis la mise au point de la plupart des sous-modèles men-

tionnés auparavant (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Elle permet seulement la résolution de l'écoulement moyen, avec une moyenne temporelle pour les cas statistiquement développés et d'ensemble dans le cas d'écoulements transitoires où la méthode est appelée URANS (de l'anglais, *Unsteady RANS*). Par conséquent, cette méthode s'est révélée performante pour calculer des quantités globales du jet telles que les pénétrations liquide et vapeur du jet ou le diamètre moyen des gouttes (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). En revanche, la représentation de certaines instationnarités de l'écoulement, telles que le tourbillon de recirculation identifié expérimentalement, s'est avéré difficile à cause de la moyenne effectuée par la méthode ainsi que de la dissipation excessive de cette approche (Yang *et al.*, 1997; Haworth, 1999; Jiang *et al.*, 2010).

Aussi, les prédictions de cette méthode dépendent fortement du modèle utilisé pour la prise en compte de la turbulence (Pope, 2000; Wilcox, 2006). Pour les jets de carburant, les deux plus utilisés sont, historiquement, $k-\varepsilon$ et, plus récemment, RNG $k-\varepsilon$ (Basha et Raja Gopal, 2009; Jenny *et al.*, 2012; Elmtoft *et al.*, 2015). Cependant, ce modèle de turbulence ne représente pas d'avantage significatif face à son prédécesseur tant sur la prédiction des caractéristiques du jet de carburant (Yang *et al.*, 1997; Peng Karriholm et Nordin, 2005) ni après combustion (Han et Reitz, 1995; Han *et al.*, 1996; Patterson et Reitz, 1998). Les conclusions sur la phase eulérienne diffèrent avec des cas où une surprédiction de la taille du tourbillon de recirculation est qualitativement constatée (Park et Lee, 2003), alors que d'autres cas montrent une atténuation de celui-ci (Yang *et al.*, 1997).

1.2.4.4 Résolution des grandes échelles

Plus récemment, la croissante accessibilité à des puissances de calcul plus importantes, ainsi que le besoin de comprendre les phénomènes locaux dans un jet de carburant, ont conduit à une transition vers des études utilisant une méthode de résolution des grandes échelles (dite LES, de l'anglais *Large Eddy Simulation*) (Rutland, 2011). Cette dernière permet de résoudre les plus grandes échelles de l'écoulement, de taille supérieure au maillage, tout en modélisant les plus petites échelles (Sagaut, 2006; Garnier *et al.*, 2009). Dans le cadre des jets de carbu-

rant, cela a permis d'obtenir des écoulements qualitativement plus proches de ceux obtenus expérimentalement, notamment par la représentation des ondulations du jet qui ne sont pas visibles avec une méthode URANS (Azimov et Kim, 2011; Som *et al.*, 2012; Xue *et al.*, 2013; Senecal *et al.*, 2013). Quantitativement, les modèles LES ont prouvé leur capacité de prédiction des quantités globales du jet telles que la pénétration liquide et vapeur, diamètre moyen de goutte comme dans le cas des simulations URANS (Azimov et Kim, 2011; Som *et al.*, 2012; Senecal *et al.*, 2013; Xue *et al.*, 2013). Cependant, afin d'obtenir ces quantités, une moyenne d'ensemble telle que celle pratiquée expérimentalement est théoriquement nécessaire mais n'a été, jusqu'à présent, faite que dans le cadre de codes bénéficiant d'un temps de simulation raisonnable (50 à 60h sur 64 processeurs pour 20 millions de mailles)(Xue *et al.*, 2013; Senecal *et al.*, 2014; Hu *et al.*, 2015). Dans ce dernier cas, il a été conclu qu'un essai suffisait pour des quantités globales telles que la pénétration, tandis que les moyennes de profils de vitesse ou de mélange nécessitaient neuf réalisations afin d'obtenir des erreurs proches de celles obtenues expérimentalement (Senecal *et al.*, 2014).

Par contre, avec l'utilisation de la LES pour les jets de carburant apparaissent de nouveaux défis (Rutland, 2011). Entre autres, le plus important concerne la validation du modèle qui se fait usuellement en comparant le résultat obtenu en LES avec une simulation numérique directe (dite DNS, de l'anglais *Direct Numerical Simulation*) ou des données expérimentales, toutes deux peu nombreuses pour ces applications (Rutland, 2011). En effet, la première est difficilement réalisable pour le jet de carburant complet, à cause de son important coût de calcul pour les écoulements à forts nombres de Reynolds avec un important nombre de particules lagrangiennes (Dos Santos et Le Moyne, 2011). En ce qui concerne la seconde méthode de validation, les données expérimentales pour le gaz environnant sont plus compliquées à obtenir en raison de l'importante densité du jet, ce qui laisse généralement seulement l'opportunité d'obtenir des quantités moyennes dans les régions les moins denses du jet, c'est-à-dire éloignées de l'orifice (Payri *et al.*, 2016). De plus, ces données ne suffisent pas à rigoureusement valider l'approche LES où des données sur la turbulence sont nécessaires, tel que cela est fait dans les applications canoniques comme le canal plan ou les jets gazeux (Ball *et al.*, 2012; Tsang *et al.*, 2014).

Ces quantités sont particulièrement importantes pour la validation du modèle de sous-maille permettant la modélisation des termes non-linéaires issus du filtrage des équations de Navier-Stokes, qui correspondent aux petites échelles de l'écoulement. Par conséquent, la validation de ce modèle de sous-maille se fait principalement par comparaison qualitative du jet de carburant avec des données issues de simulations URANS et d'expériences (Azimov et Kim, 2011; Zhou *et al.*, 2011, 2013). Dans un second temps, certaines études comparent des quantités globales du jet de carburant telles que les pénétrations liquide et vapeur (Tsang *et al.*, 2014; Zhou *et al.*, 2011, 2013, 2015b) ainsi que, plus rarement, des données plus locales telles que les profils de vitesse et la fraction de mélange instantanés et moyens (Azimov et Kim, 2011; Senecal *et al.*, 2014; Xue *et al.*, 2013). En se basant sur ces données, trois catégories de modèles de sous-maille ont été testées :

- avec viscosité et sans équation de transport : Smagorinsky, Smagorinsky dynamique, WALE (de l'anglais *Wall-Adapting Local Eddy-viscosity*) ;
- avec viscosité et une équation de transport : *k-equation* sans et avec terme source pour l'impact du jet sur les échelles de sous-maille ;
- sans viscosité et avec une équation de transport : Structure dynamique.

La comparaison des modèles de la première catégorie, pour un maillage donné, amène à des conclusions assez différentes suivant les conditions d'application. En effet, dans certains cas, les trois modèles semblent donner des prédictions équivalentes de la pénétration liquide et vapeur (Zhou *et al.*, 2013, 2015b) alors que, dans d'autre cas, des différences assez prononcées se présentent sur la pénétration vapeur (Zhou *et al.*, 2011). Dans ce dernier cas, le modèle de Smagorinsky fournit une meilleure prédiction de la pénétration comparée aux deux autres modèles, i.e. Smagorinsky dynamique et WALE. En parallèle, le modèle de Smagorinsky représente correctement la pénétration liquide, tout en surestimant fortement les vitesses axiales et radiales de l'écoulement à l'intérieur du jet par rapport au modèle URANS et *k-equation* sans terme source (Azimov et Kim, 2011). Afin de prendre en compte l'influence du jet sur les échelles de sous-maille avec ce dernier modèle, un terme source a été ajouté dans l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente de sous-maille. L'ajout de ce terme semble avoir une influence

non négligeable sur la prédiction tant qualitative que quantitative du jet de carburant (Bharadwaj *et al.*, 2009). Mais ce terme ne semble pas toujours fournir de meilleures prédictions que les modèles avec viscosité et sans équation (Tsang *et al.*, 2014; Zhou *et al.*, 2011, 2013). Plus particulièrement, le modèle à une équation avec viscosité prédit une mauvaise pénétration liquide et de vapeur, ainsi que certains profils moyens de fraction de carburant et de mélange. Ceci conduit à conclure que les modèles de type Smagorinsky et à structures dynamiques sont actuellement de meilleures options pour ce type de simulation (Tsang *et al.*, 2014).

1.3 Applications aux jets de carburant et leurs limitations

Les outils numériques détaillés dans les sections précédentes ont été initialement développés pour des simulations de jet de carburant possédant une seule période d'injection plus longues que celles normalement utilisées dans les moteurs à combustion interne, de l'ordre de plusieurs millisecondes. Cette période a permis le développement et la validation des principaux sous-modèles vus dans les sections précédentes, essentiellement en se basant sur la pénétration liquide et de vapeur ainsi que le SMD en périphérie du jet, tout en s'appliquant parfaitement à des injection plus courtes. En revanche, même si les deux pénétrations (liquide et de vapeur) peuvent être obtenues dans l'intervalle de confiance des résultats expérimentaux, la validation des prédictions du SMD est plus difficile, avec des écarts de maximum 50% (Lee *et al.*, 2002; Fujimoto *et al.*, 2009; Park *et al.*, 2009; Wang *et al.*, 2013). En effet, il est relativement difficile d'obtenir de bonnes prédictions de ces deux propriétés à la fois, la priorité étant donnée à la pénétration dans la littérature. À cela s'ajoute que les mesures expérimentales du diamètre des gouttes mises à disposition concernent, la plupart du temps, la périphérie de la zone diluée du jet qui est numériquement plus difficile à analyser du fait du peu de groupes de gouttes modélisés. De fait, le SMD est souvent validé sur la plausibilité de son évolution le long de l'axe ou du temps ainsi que de la valeur finale (Shervani-Tabar *et al.*, 2013; Ghasemi *et al.*, 2014; Irannejad et Jaber, 2015).

L'obtention des résultats de la phase lagrangienne, pénétrations et diamètre moyen, est conditionnée par la calibration des constantes des modèles de fragmentation. En effet, le manque de

données expérimentales sur la dynamique de fragmentation des gouttes, particulièrement au voisinage de l'injecteur (Coghe et Cossali, 2012), empêche l'élaboration d'un modèle complet prenant en compte les trois mécanismes à l'origine de la fragmentation : turbulence à l'intérieur de l'injection, cavitation et contrainte aérodynamique à la sortie de l'injecteur (Arcoumanis *et al.*, 1997). De fait, tous les modèles de fragmentation incorporent des constantes dont la calibration doit être faite en fonction des conditions simulées, comme le type et les caractéristiques de l'injecteur, la pression d'injection, mais aussi les conditions environnementales comme la pression et la température ambiante (Baumgarten, 2006; Stiesch, 2003). Cette étape est souvent très coûteuse à cause du nombre élevé de simulations pour chaque conditions (Tatschl *et al.*, 2002) avec, à titre d'exemple, une durée unitaire de simulation de sept à dix heures avec 16 processeurs Intel Xeon E5405 cadencés à 2.0 GHz du supercalculateur BOREAS utilisé dans le cadre des simulations URANS de cette thèse. Malgré ce coût important, cette calibration offre la possibilité de faire varier significativement les pénétrations (jusqu'à 75%) et le SMD (jusqu'à 100%), ce qui permet une large plage de fonctionnement des modèles actuels. Même si les valeurs de ces constantes sont parfois fournies dans la littérature, peu de travaux décrivent la méthode de calibration utilisée pour les obtenir. Parmi ces études, deux méthodes peuvent être distinguées : la première et la plus utilisée consiste à faire varier quelques constantes indépendamment les unes des autres (Beale et Reitz, 1999; Fu-shui *et al.*, 2008; Han et Reitz, 1995; Lee *et al.*, 2002; Patterson et Reitz, 1998; Pogorevc *et al.*, 2008; Senecal *et al.*, 2014; Tennison *et al.*, 1998; Tsang et Rutland, 2015; Turner *et al.*, 2012), tandis que la seconde, plus avancée utilise un micro-algorithme génétique (Weber et Peters, 2006). La première méthode est paramétrique et repose sur l'hypothèse que les effets des constantes sont indépendants, ce qui n'est pas en accord avec l'implémentation compétitive des différents modes de fragmentation. La seconde méthode utilisant un algorithme micro-génétique, au contraire, est capable de prendre en compte les effets conjugués des paramètres étudiés. En revanche, l'étude présentée nécessite 300 simulations afin d'obtenir la calibration optimale basée sur six paramètres à varier et sans identifier les paramètres prépondérants pour la calibration (Weber et Peters, 2006).

Les caractéristiques de la phase lagrangienne décrites auparavant peuvent être obtenues avec le même degré de précision, tant avec l'approche moyennée (URANS) qu'avec la simulation des grandes échelles (LES). Dans le cas de l'entraînement d'air, les résultats obtenus avec l'approche URANS permettent de mettre en évidence une structure annulaire de recirculation autour du jet (Lee *et al.*, 2002; Yeom *et al.*, 2001). Une structure cohérente qualitativement identique à celle-ci est aussi expérimentalement connue (Abraham, 1997; Sasaki *et al.*, 1998; Bruneaux *et al.*, 2011), mais le manque de données expérimentales sur la phase eulérienne ne permet pas de conclure quantitativement sur la qualité de cet anneau de recirculation. En revanche, de par sa formulation, cette approche URANS ne montre aucune fluctuation du champ de vitesse visible expérimentalement, notamment en bordure du jet, ce qui limite les analyses des quantités locales instantanées comme le mélange air-carburant. Au contraire, l'approche résolvant les grandes échelles permet d'obtenir un champ fluctuant plus représentatif de l'écoulement réel (Rutland, 2011). En plus du caractère qualitatif, cette approche permet de calculer les profils de vitesse radiaux et axiaux avec une précision au moins égale à celle expérimentale, sous les 5% (Xue *et al.*, 2013). Concernant les structures cohérentes de l'écoulement de l'air, de nouveaux détails apparaissent comme le fait que la zone de recirculation serait fragmentée et une cohérence de l'écoulement existerait sous forme d'anneau obliques ou d'hélice autour de l'axe du jet (Banerjee et Rutland, 2012, 2015). Mais une fois encore, le manque de résultats expérimentaux ne permet pas de conclure définitivement sur cet aspect.

De ce manque de données expérimentales émergent de nouveaux défis pour la validation des simulations des grandes échelles. En effet, même si plus de fluctuations de l'écoulement sont qualitativement identifiables par rapport à l'approche URANS, l'analyse quantitative de la turbulence de l'écoulement, et particulièrement l'interaction entre les phases lagrangienne et eulérienne, reste très peu abordée alors que la résolution de ces caractéristiques est un des objectifs principaux de l'emploi de l'approche LES pour les jets de carburant (Rutland, 2011).

1.4 Objectifs des travaux de recherche

Étant donné les limitations de la littérature développées auparavant, l'objectif principal de cette thèse est :

- Approfondir la compréhension du processus de formation du mélange à l'aide de simulations des grandes échelles couplées à un modèle de fragmentation calibré.

Plus particulièrement, l'atteinte de cet objectif principal s'effectue au travers de la décomposition en trois sous-objectifs :

1. Proposer une méthode permettant de calibrer et choisir le modèle de fragmentation ;
2. Développer une méthodologie permettant d'évaluer les capacités de la configuration numérique de simulations des grandes échelles avec un cas canonique de jet rond turbulent ;
3. Étudier l'interaction entre les phases lagrangienne et eulérienne ainsi que son influence sur la formation du mélange dans le cadre de stratégies d'injection simple et double.

Dans la suite de cette étude, chacun de ces sous-objectifs contribue au développement d'un chapitre (3 à 5) afin de progressivement remplir l'objectif principal. Le premier d'entre eux, le Chapitre 3, compare deux des modèles de fragmentation les plus répandus : le modèle de Reitz & Diwakar ainsi que le modèle de KHRT. Cette comparaison passe d'abord par l'étude de l'influence des constantes de ces modèles sur les résultats obtenus et la mise au point d'une technique de calibration des constantes. La calibration optimale de chacun des modèles permet, par la suite, de comparer plus en détail leurs prédictions respectives. Ensuite, le Chapitre 4 s'attardera à analyser les capacités de la configuration numérique (maillage, schéma de discrétisation et modèle de sous-maille) choisie pour la simulation des grandes échelles en simulant un jet d'air rond turbulent avec des conditions proches de celles du jet de carburant. Pour finir, le dernier sous-objectif sera adressé dans le Chapitre 5 qui analyse l'écoulement turbulent de la phase eulérienne du jet de carburant et son interaction avec la phase lagrangienne avec des critères tri- et bi-dimensionnels.

Cependant, afin d'aborder ces sous-objectifs tels que présenté précédemment, les méthodes mathématique et numérique pour les résolutions moyennée et des grandes échelles employées dans cette étude vont être abordées dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2

MODÉLISATIONS MATHÉMATIQUE ET NUMÉRIQUE

2.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, il a été vu que l'écoulement de jet de carburant met en jeu deux phases : le carburant, liquide, et l'air environnant, gazeux. Afin de modéliser cet écoulement diphasique, chaque phase est décrite par un ensemble d'équations qui permettent de conserver la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, et sont détaillées dans les Section 2.2.1 et Section 2.2.2. Cependant, même si certaines de ces équations sont continues dans l'espace, leur résolution numérique est discrète. La Section 2.3 abordera donc la méthode de discrétisation de ces équations. En considérant l'objectif visé par l'étude, deux méthodes peuvent résoudre les équations discrétisées : la moyenne de Reynolds, dite URANS (de l'anglais, *Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes*), ainsi que la méthode résolution des grandes échelles, dite LES (de l'anglais, *Large Eddy Simulation*), présentées dans la Section 2.4.

2.2 Équations des phases lagrangienne et eulérienne

Il existe différentes méthodes numériques de résolution des écoulements diphasiques (Dos Santos et Le Moyne, 2011; Jenny *et al.*, 2012; Kolakaluri *et al.*, 2014) dont la plus traditionnelle consiste à représenter la phase liquide dispersée avec des équations lagrangienne et la phase continue avec des équations eulériennes, celles-ci sont présentées respectivement dans les Sections 2.2.1 et 2.2.2.

2.2.1 Phase lagrangienne

La phase dispersée est celle contenant les gouttes de carburant. Le caractère isotherme et non-évaporatif du jet de carburant de cette étude permet de négliger les transferts de chaleur entre les phases ainsi que l'évaporation de la phase liquide. Les propriétés de cette phase vont donc être seulement obtenues par la conservation de quantité de mouvement.

Dans le cas général, la quantité de mouvement prend en compte toutes les forces appliquées à la goutte telles que les forces de traînée, de pression, de masse virtuelle et de gravité. Cependant, seule l'utilisation du premier terme est pertinente compte tenu de sa prépondérance par rapport aux autres (Kralj, 1995). En effet, les forces de pression et de gravité sont très faibles étant donné le très faible diamètre des gouttes ($< 100 \mu\text{m}$). D'autre part, le terme de masse virtuelle est destiné à calculer l'inertie du volume de fluide déplacé, et est donc proportionnel à la masse volumique du fluide. Le rapport entre cette dernière et celle du carburant étant très élevé dans le cadre de jets de carburant ($\simeq 40$ à 50 fois), la force de masse virtuelle est négligeable. L'équation de bilan des forces sur la goutte se limite donc à la prise en compte des forces de traînées et peut s'écrire sous la forme de l'équation (2.1).

$$m_g \frac{du_g}{dt} = \frac{1}{2} C_d \rho_a A_{fr,g} |u_r| u_r \quad (2.1)$$

Avec m_g la masse de la goutte de carburant, u_g sa vitesse, C_d son coefficient de traînée, $A_{fr,g}$ sa surface frontale et u_r sa vitesse relative par rapport à la phase eulérienne. Le coefficient de traînée C_d est calculé par un sous-modèle phénoménologique présentés dans la Section 2.5.

2.2.2 Phase eulérienne

La phase continue, quant à elle, concerne le gaz contenu dans l'enceinte dont le comportement est représenté par les équations de Navier-Stokes : l'équation (2.2) traduit la conservation de la masse, l'équation (2.3) est la conservation de quantité de mouvement et l'équation (2.4) formule la conservation de l'énergie. Il faut souligner que pour le couplage avec la phase lagrangienne, des termes sources sont ajoutés à chaque équations (Baumgarten, 2006). Ici, ces équations sont simplifiées pour le cas isotherme et non-évaporatif étudié ici, les termes source de transfert de masse et de transfert de chaleur avec la phase lagrangienne sont donc négligés.

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a u_i) = 0 \quad (2.2)$$

Où u_i sont les composantes du champ de vitesse du milieu ambiant.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_a u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + s_i \quad (2.3)$$

Avec τ_{ij} le tenseur de contraintes et s_i le terme source de quantité de mouvement provenant de la phase lagrangienne qui sera explicité dans la Section 2.4.3.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a e) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_a e u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(p u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

Avec q_j le terme de transfert de chaleur et e l'énergie totale du fluide (interne et cinétique) définie par l'équation (2.5).

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (2.5)$$

Avec γ l'exposant isentropique du gaz parfait. De plus, étant donné le caractère newtonien du fluide, les contraintes sont proportionnelles au tenseur des déformations S_{ij} de la particule de fluide considérée. Le tenseur des contraintes s'écrit alors sous la forme de l'équation (2.6).

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \mu S_{kk} \delta_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.6)$$

Avec δ_{ij} est le symbole de Kronecker. Le flux thermique q_j s'exprime en fonction de la conductivité thermique du fluide κ et du gradient de la température T , comme décrit dans l'équation (2.7).

$$q_j = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.7)$$

2.3 Discrétisation des équations mathématiques

La résolution des équations vues précédemment ne peut se faire de manière continue dans tout le domaine. Différentes méthodes existent telles que la méthode des volumes finis qui va être brièvement détaillée, ainsi que les schémas de discrétisation spatiaux utilisés. Le développement de cette section est basé sur Versteeg et Malalasekera (2007), Ferziger et Perić (2012),

CD-Adapco (2012) et CD-Adapco (2013), qui peuvent être considérés comme références pour plus de détails.

2.3.1 Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est la méthode la plus répandue dans le domaine de l'ingénierie, principalement grâce à sa facilité de compréhension et application à des géométries complexe (Ferziger et Perić, 2012). Cette méthode de résolution utilise la forme intégrale des équations de Navier-Stokes. Cette intégrale est effectuée sur les volumes de contrôles qui sont définis par le maillage utilisé pour discrétiser le domaine. Afin de décrire le fonctionnement de cette approche de manière concise, un écoulement stationnaire unidimensionnel de convection - diffusion sans terme source est considéré. Dans ce cas, les équations de continuité et de conservation d'un scalaire ϕ s'écrivent, respectivement, sous la forme des équations (2.8) et (2.9).

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho u \phi) - \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) = 0 \quad (2.9)$$

Avec u la vitesse de convection et Γ le coefficient de diffusion. Afin de résoudre ces équations, le domaine de calcul doit être discrétisé, comme présenté sur la Figure 2.1. Dans cet exemple, le volume de contrôle unidimensionnel autour d'un nœud P est représenté par la zone grisée de la Figure 2.1. Ce volume de contrôle délimité par deux faces de surface A nommées w à l'ouest et e à l'est du nœud P . Ces deux faces connectent le volume centré sur P avec les volumes de contrôle des nœuds W à l'ouest et E à l'est. Chacune des faces w et e est traversée par l'écoulement dont la vitesse est respectivement notée u_w et u_e .

L'application de la méthode des volume finis permet l'intégration des équations (2.8) et (2.9), prenant, respectivement, la forme des équations (2.10) et (2.11).

$$(\rho u A)_e - (\rho u A)_w = 0 \quad (2.10)$$

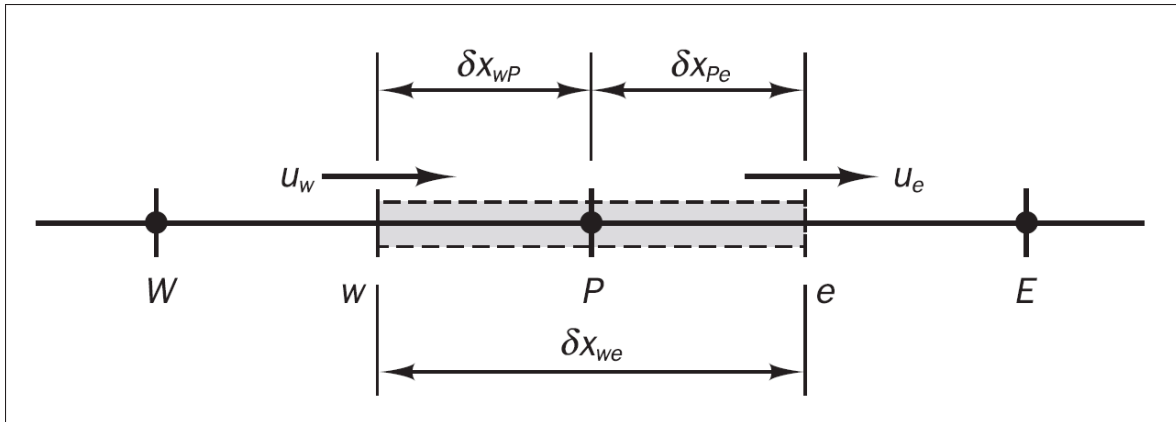


Figure 2.1 Représentation du volume de contrôle (gris) autour d'un nœud P. Tirée de Versteeg et Malalasekera (2007, page 135).

$$(\rho u \phi)_e - (\rho u \phi)_w - \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e + \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w = 0 \quad (2.11)$$

Les valeurs aux faces ouest (w) et est (e) ne sont pas directement connues et nécessitent l'utilisation de schémas de discrétisation pour être évaluées à partir des valeurs aux nœuds (W , P et E) qui sont connues. Le choix du schéma de discrétisation du terme diffusif est le moins contraignant, souvent limité à un schéma central de second ordre comme c'est le cas dans STAR-CD (CD-Adapco, 2012) et STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2013). En revanche, le choix fait dans le cadre du terme de convection est plus complexe car la stabilité et la précision de la solution dépendent fortement du schéma de discrétisation utilisé pour ce terme (Patankar, 1980; Versteeg et Malalasekera, 2007).

Dans le cadre des volumes finis, les schémas utilisés sont souvent du premier et du deuxième ordre pour des calculs tridimensionnels, notamment à cause des approximations qui sont nécessaires pour cette méthode (interpolation, différentiation et intégration) (Ferziger et Perić, 2012; Versteeg et Malalasekera, 2007). Dans le cadre de cette étude, seul le schéma *upwind* dans ses versions du premier et du second ordre ont été utilisées et sont présentées dans les sections suivantes.

2.3.2 Schéma *upwind* du premier ordre

Ce schéma de discrétisation attribue à la face considérée la valeur du noeud le plus proche en amont de l'écoulement. En considérant les notations de la Figure 2.1, ϕ_w et ϕ_e s'expriment comme, respectivement, les équations (2.12) et (2.13).

$$\phi_w = \begin{cases} \phi_W & \text{si } u_w > 0 \\ \phi_P & \text{si } u_w < 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

$$\phi_e = \begin{cases} \phi_P & \text{si } u_e < 0 \\ \phi_E & \text{si } u_e > 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

De part sa formulation qui prend en compte la direction principale de l'écoulement, ce schéma de discrétisation est plus adapté dans le cas où l'écoulement est fortement convectif dans une direction. De plus, ces applications tendent à provoquer des oscillations de la solution lorsqu'un schéma central est utilisé, alors que la formulation du schéma *upwind* prévient les sources de ces instabilités. En revanche, cette stabilité accrue est obtenue au prix d'une diffusion numérique plus élevée (Patankar, 1980; Versteeg et Malalasekera, 2007; Ferziger et Perić, 2012). Cette diffusion numérique peut aussi être réduite en utilisant la version du second ordre de ce schéma *upwind*.

2.3.3 Schéma *upwind* du second ordre

Ce schéma de discrétisation est très similaire au précédent dans sa formulation car il prend aussi en compte la direction de l'écoulement pour déterminer la propriété ϕ sur la face considérée, tel que présenté par l'équation (2.14) pour la face ouest (w) (CD-Adapco, 2013).

$$\phi_w = \begin{cases} \phi_{w,W} & \text{si } u_w > 0 \\ \phi_{w,P} & \text{si } u_w < 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

Cependant, dans ce cas, ce n'est pas seulement la valeur du noeud qui est attribué à la face mais la variation de la propriété entre le noeud et la face qui est aussi prise en compte comme le

montre l'équation (2.15) pour le cas où u_w est positif.

$$\phi_{w,W} = \phi_w + (x_w - x_W)(\nabla\phi)_{r,W} \quad (2.15)$$

Où le terme $(\nabla\phi)_{r,w}$ est le gradient reconstruit à la face w . Ce dernier est évalué par une méthode hybride Gauss-Moindre carré. Brièvement, elle consiste à calculer le gradient à partir des valeurs des nœuds voisins (ici, P et W) de la face considérée (ici, w) en leur attribuant une pondération. Cette dernière est un hybride entre la pondération obtenue avec la méthode de Gauss et la méthode des moindres carrés qui, respectivement, pondèrent en fonction du volume des cellules adjacentes à la face ouest (w) et en fonction de la distance entre les nœuds voisins (P et W) et la face ouest (w). Pour plus de détails sur cette méthode, le lecteur est invité à se référer à CD-Adapco (2013).

Ce schéma a l'avantage de posséder une précision du second ordre lui permettant d'avoir une diffusion numérique plus faible que la version du premier ordre. Tout comme le cas du schéma de premier ordre, les extrema sont limités dans l'écoulement notamment grâce à la méthode de calcul des gradients reconstruits, éliminant ainsi les oscillations pouvant être à l'origine d'instabilités du calcul. Cependant, ceci se fait au prix d'une erreur de troncature plus élevée que dans le cas d'un schéma central (CD-Adapco, 2013).

2.4 Méthodes numériques pour la résolution des équations discrétisées

Le Chapitre 1 de revue de la littérature a permis de dégager deux méthodes dont le coût de calcul est abordable pour la résolution des équations discrétisées pour des écoulements à fort nombre de Reynolds : la méthode de la moyenne de Reynolds instationnaire (URANS) et celle de résolution des grandes échelles (LES). Ces deux approches donnent accès à des niveaux de détails différents dans l'écoulement, principalement grâce à leurs formulations respectives présentées ci-dessous. Le développement qui suit est inspiré de Versteeg et Malalasekera (2007) pour la méthode URANS et Sagaut (2006) ainsi que Garnier *et al.* (2009) pour la méthode LES, références auxquelles le lecteur est invité à se référer pour plus de précisions.

2.4.1 Méthode URANS

La méthode URANS est une méthode qui se focalise sur l'écoulement moyen basé sur une moyenne d'ensemble. L'idée de base est de décomposer un scalaire ϕ comme étant la somme de sa moyenne $\bar{\phi}$ et de sa fluctuation de ϕ' , tel que présenté par l'équation (2.16) (Versteeg et Malalasekera, 2007).

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.16)$$

Avec, dans le cas d'une simulation transitoire, $\bar{\phi}$ la moyenne d'ensemble sur N échantillons qui s'exprime selon l'équation (2.17).

$$\bar{\phi} = \frac{1}{N} \sum_N \phi(t) \quad (2.17)$$

Cette opération de moyenne est effectivement appliquée aux équations de Navier-Stokes présentées par les équations (2.2), (2.3) et (2.4). De plus, l'écoulement résolu dans cette étude étant compressible, l'utilisation de la moyenne de Favre présentée par l'équation (2.18) est nécessaire.

$$\overline{\rho_a u_i} = \bar{\rho}_a U_i \quad (2.18)$$

Avec U_i la moyenne de Favre de la composante i de la vitesse. L'utilisation de ce nouvel opérateur permet de simplifier les termes des équations de Navier-Stokes pour finalement les écrire sous la forme des équations (2.19), (2.20) et (2.21), dont la dérivation est détaillée dans l'Annexe I.

$$\frac{\partial \bar{\rho}_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a U_j) = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a U_j U_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{\rho_a u_i'' u_j''} \right) + \bar{s}_i \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a H U_j) = \\ -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} U_i + \bar{\tau}_{ij} u_i'' + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i'' u_j''} + \overline{\rho_a u_i'' u_j''} U_i + c_p \overline{\rho_a u_j'' T''} - \bar{q}_j \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Où E est l'énergie totale moyenne, H l'enthalpie moyenne, u_i'' et T'' représente les composantes fluctuantes de Favre de la vitesse et de la température et le tenseur des contraintes moyennes $\overline{\tau_{ij}}$ s'écrit suivant l'équation (2.22).

$$\overline{\tau_{ij}} = \mu_a \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.22)$$

De plus, l'équation (2.20) contient le terme non-linéaire $-\overline{\rho_a u_i'' u_j''}$ nommé le tenseur de contrainte de Reynolds τ_{ij}^R qui provient de la décomposition du terme convectif. De part sa formulation, ce terme ne peut être résolu comme le reste des équations et doit donc être modélisé. L'approche consiste à supposer que, par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuse τ_{ij} , les contraintes de Reynolds τ_{ij}^R sont proportionnelles au taux de déformation. Cette hypothèse proposée par Boussinesq (1877) permet d'exprimer les contraintes de Reynolds τ_{ij}^R sous la forme de l'équation (2.23).

$$\tau_{ij}^R = -\overline{\rho_a u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho_a} k \delta_{ij} \quad (2.23)$$

Où μ_t est la viscosité turbulente, k l'intensité turbulente par unité de masse.

Par la suite, l'utilisation d'un modèle de turbulence est nécessaire afin de déterminer la viscosité turbulente μ_t ainsi que l'intensité turbulente k de l'équation (2.23). Dans le cadre de cette étude, le modèle de k - ε a été utilisé compte tenu de sa large validation dans la littérature d'écoulement complexe et sa large utilisation dans le cadre des modèle de jets de carburant, tel que présenté dans la Section 1.2.4.3 de revue de littérature. Ce modèle se base sur deux équations de transport pour l'intensité turbulente k et le taux de dissipation ε . À partir de ces quantités, la viscosité turbulente est calculée grâce à l'équation (2.24).

$$\mu_t = \rho_a C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.24)$$

Avec C_μ une constante du modèle. Pour de plus ample détails, une description de la variante du modèle k - ε utilisé dans STAR-CD est fournie dans l'Annexe II.

Dans le cadre de cette étude, cette méthode est utilisée afin d'atteindre le premier sous-objectif consistant à proposer une méthode de calibration des constantes des modèles d'atomisation. En effet, malgré les limitations de la méthode URANS notamment en terme d'atténuation de certaines caractéristiques transitoires du jet de carburant, elle a été tout de même utilisée de part sa très large utilisation dans la littérature (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006) et d'autre part, jugeant que celle-ci donnerait des résultats satisfaisants concernant l'influence des constantes d'atomisation sur les caractéristiques générales du jet de carburant et de l'air environnant, tout en offrant des temps de calcul plus court que la simulation des grandes échelles.

2.4.2 Simulation des grandes échelles

Contrairement à l'approche URANS, les simulations des grandes échelles résolvent une partie des fluctuations du champ et donc de la turbulence. Pour cela, cette méthode décompose un champ scalaire ϕ en deux composantes : celle dite filtrée $\bar{\phi}_{LES}$ et celle dite de sous-maille ϕ'_{sgs} tel qu'illustré par l'équation (2.25) (Sagaut, 2006; Garnier *et al.*, 2009).

$$\phi = \bar{\phi}_{LES} + \phi'_{sgs} \quad (2.25)$$

La composante filtrée $\bar{\phi}_{LES}$, notée $\bar{\phi}$ par la suite, est extraite du champ complet ϕ en lui appliquant un filtre spatial, ce qui se traduit mathématiquement par le produit de convolution de l'équation (2.26) (Sagaut, 2006; Garnier *et al.*, 2009).

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} \phi(\boldsymbol{\xi}, t) G_{\Delta}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) d^3 \boldsymbol{\xi} \quad (2.26)$$

Avec G_{Δ} la fonction de filtrage spatial. Dans le cadre cette étude LES, la fonction de filtrage utilisée est de type «boite» avec une longueur de coupure Δ , telle qu'illustrée par l'équation (2.27).

$$G_{\Delta}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{si } |\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}| < \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{si } |\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (2.27)$$

Cette longueur de coupure Δ est prise égale à la longueur caractéristique d'une cellule calculée à partir du volume V d'une cellule suivant l'équation (2.28).

$$\Delta = V^{1/3} \quad (2.28)$$

Cette opération de filtrage est appliquée aux équations de Navier-Stokes compressibles de la même manière que la moyenne pour l'approche URANS. De plus, l'application de cette opération dans le cadre des écoulements compressibles nécessite l'utilisation d'un filtre de Favre, noté $\tilde{\cdot}$, afin de découpler les termes de masse volumique et de vitesse (Garnier *et al.*, 2009), tel que décrit dans l'équation (2.29).

$$\overline{\rho_a u_i} = \bar{\rho}_a \tilde{u}_i \quad (2.29)$$

Finalement, les équations peuvent alors s'écrire sous la forme des équations (2.30), (2.31) et (2.32) pour respectivement l'équation de continuité, de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Pour plus de précisions sur la dérivation des équations précédemment décrites, le lecteur est invité à se référer à l'Annexe III ainsi qu'aux références citées auparavant (Sagaut, 2006; Garnier *et al.*, 2009).

$$\frac{\partial \bar{\rho}_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho}_a \tilde{u}_i) = 0 \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \check{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} + s_i \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \tilde{e}) + \frac{\partial}{\partial x_j} ((\rho_a \tilde{e} + \bar{p}) \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \check{q}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) - \frac{\partial}{\partial x_j} (C_p q_j^{sgs}) \quad (2.32)$$

Avec $\bar{\rho}_a \tilde{e}$, \check{q}_j et $\check{\tau}_{ij}$ respectivement l'énergie, le transfert de chaleur et contraintes visqueuses calculables suivant les équations (2.33), (2.34) et (2.35)

$$\bar{\rho}_a \tilde{e} = \frac{\bar{p}}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho}_a \tilde{u}_i \tilde{u}_i + \frac{\tau_{ii}^{sgs}}{2} \quad (2.33)$$

$$\check{q}_j = -\kappa(\tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.34)$$

$$\check{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.35)$$

De plus, τ_{ij}^{sgs} est le tenseur des contraintes de sous-maille et q_j^{sgs} est le flux de chaleur de sous-maille. Le premier découle de la décomposition de Leonard (1975) appliquée au terme convectif filtré de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Annexe III pour plus de détails). Ce terme τ_{ij}^{sgs} s'exprime à partir des fluctuations de la vitesse de l'écoulement telles que présentées dans l'équation (2.36).

$$\tau_{ij}^{sgs} = -\overline{\rho_a} \widetilde{u''_{i,sgs} u''_{j,sgs}} \quad (2.36)$$

Cependant, il faut noter que le terme de contrainte de sous-maille peut s'écrire sous la forme de l'équation (2.36) uniquement parce que le filtre utilisé dans cette étude est un opérateur de Reynolds (Berselli *et al.*, 2005). Le lecteur est invité à se référer à l'Annexe III pour de plus amples informations. Comme dans le cas du tenseur des contraintes de Reynolds pour l'approche URANS, ce terme est non-linéaire et nécessite un traitement via un modèle de sous-maille. Parmi ceux à disposition, le modèle le plus simple et le plus utilisé pour les jets de carburant est le modèle de Smagorinsky (1963). Ce modèle est basé sur l'hypothèse de Boussinesq (1877) décrite par l'équation (2.23). De fait, le modèle de Smagorinsky suppose que les contraintes de sous-maille τ_{ij}^{sgs} sont proportionnelles au taux de déformation du champ de vitesse résolu, tel qu'illustré par l'équation (2.38).

$$\tau_{ij}^{sgs} = -\mu_{sgs} \check{S}_{ij} \quad (2.37)$$

Avec μ_{sgs} la viscosité de sous-échelle qui, dans le cas du modèle de Smagorinsky, se calcule en se basant sur le modèle de longueur de mélange de Prandtl et \check{S}_{ij} le tenseur des contraintes du champ résolu, exprimé dans l'équation (2.38).

$$\check{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.38)$$

Le modèle de longueur de mélange de Prandtl dit que la viscosité turbulente est une fonction de la longueur de mélange et de la norme du tenseur des déformations. Dans le cas du modèle de Smagorinsky, la viscosité de sous-échelle μ_{sgs} est alors écrite suivant l'équation (2.39).

$$\mu_{sgs} = \rho_a l_s^2 \sqrt{2\check{S}_{ij}\check{S}_{ij}} \quad (2.39)$$

Avec l_s la longueur de mélange associée au modèle de Smagorinsky qui est proportionnelle à la longueur de coupure du filtre Δ , telle que présentée par l'équation (2.40).

$$l_s = C_s \Delta \quad (2.40)$$

Avec C_s la constante de Smagorinsky dont la valeur par défaut est 0,17. En revanche, il a été mis en évidence que cette valeur dépend des applications pour lesquelles le modèle est utilisé (Sagaut, 2006; Versteeg et Malalasekera, 2007; Garnier *et al.*, 2009). Afin de satisfaire un plus grand nombre de conditions, le modèle de Smagorinsky dynamique utilise la procédure de Germano-Lilly afin de faire varier la valeur de C_s (Germano *et al.*, 1991; Lilly, 1992). Un des désavantages de cette procédure est qu'elle peut favoriser des instabilités dans la solution à cause de valeurs négatives de C_s . Pour éviter ce cas de figure, un opérateur de moyenne ainsi que des bornes limitant les évolutions de la constante de Smagorinsky C_s doivent être imposées par l'utilisateur. En revanche, le recours à ces limites n'a pas été nécessaire lors de l'utilisation de ce modèle dans le cadre de cette thèse avec des valeurs moyennes autour de 0,15 et des maxima inférieurs à 0,4 pour toutes les applications étudiées (jet d'air et de carburant), ce qui correspond aux valeurs reportées dans la littérature (Pope, 2000; Ferreira Gago *et al.*, 2003; Sagaut, 2006). Pour plus de détails sur cette procédure, le lecteur est invité à consulter l'Annexe IV ainsi que Germano *et al.* (1991) et Lilly (1992). Malgré ses limitations, il faut noter que le choix du modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique a été conditionné par les résultats satisfaisant obtenus dans la littérature des jets de carburant (Section 1.2.4.4 mais surtout par le choix limité disponible dans le code STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2013).

De plus, le second terme de sous-maille modélisé, le flux de chaleur q_j^{sgs} , est calculé en supposant qu'il est proportionnel au gradient de la température résolue, comme présenté par l'équation (2.41).

$$q_j^{sgs} = -\frac{\mu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.41)$$

La capacité de cette méthode de simulation des grandes échelles à résoudre une partie des fluctuations de l'écoulement est particulièrement utile dans le cadre de la caractérisation de l'écoulement turbulent de la phase eulérienne, qui constitue une partie du troisième sous-objectif de cette thèse. En effet, cette méthode comporte moins de limitations quant à la résolution de caractéristiques transitoires, contrairement à la méthode URANS présentée dans la section précédente. Cependant, l'utilisation de la méthode de simulation des grandes échelles est beaucoup plus récente dans le cadre des applications de jet de carburant, ce qui introduit de nouveaux défis quant à la validation de la configuration du modèle numérique (Rutland, 2011). Ce dernier est adressé dans le cadre de la phase eulérienne avec le deuxième sous-objectif de cette étude, c'est-à-dire la simulation d'un écoulement canonique monophasique permettant de simplifier le problème en évitant notamment le couplage entre les phases.

2.4.3 Couplage entre les phases

Le couplage des phases eulérienne et lagrangienne est une étape essentielle permettant d'assurer un transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie convenable entre ces deux phases. Ceci est particulièrement important pour la prédiction des caractéristiques globales du jet de carburant (pénétration, diamètre des gouttes) ainsi que de l'entraînement d'air.

Le couplage de la phase eulérienne se traduit mathématiquement par l'ajout de termes sources dans les équations de Navier-Stokes introduits par les phénomènes d'évaporation, de traînée des gouttes et de transfert de chaleur. Toutefois, comme l'indique le titre de cette thèse, les jets de carburants étudiés sont isothermes et en milieu non-évaporatif ce qui permet de négliger les termes de transfert de masse et de chaleur. Donc, seul le terme source de l'équation de quantité de mouvement sera détaillé dans cette partie.

Ce terme source découle de l'équation (2.1) décrivant le bilan des forces agissant sur une goutte. Cette équation est alors linéarisée et le terme de variation de quantité de mouvement en est extrait. Après avoir moyenné cette expression par le nombre de gouttes N_g présentes dans la cellule considérée, le terme source implémenté dans les équations de Navier-Stokes est donné par l'équation (2.42). Ce terme représente la quantité de mouvement moyenne ΔM perdue par l'ensemble des gouttes traversant une cellule pendant une durée t , définie par l'équation (2.43).

$$\Delta M = \frac{1}{n_{t,g}} \sum_{N_g} \sum_{n_{t,g}} \left(m_g \frac{u_g^n - u_g^a}{\delta t_g} \right) \quad (2.42)$$

$$t = n_{t,g} \delta t_g \quad (2.43)$$

Avec $n_{t,g}$ le nombre de pas de temps pour le paquet de goutte considéré, u_g^a et u_g^n respectivement l'ancienne et la nouvelle vitesse des gouttes avant et après avoir traversé la cellule considérée. De plus, δt_g est le pas de temps attribué aux gouttes déterminé par l'équation (2.44), le minimum de δt , le pas de temps de la simulation, δt_c , le temps pris par le paquet de gouttes pour traverser 35% de la dimension caractéristique de la cellule, τ_M , le temps de relaxation de la quantité de mouvement et τ_f , le temps caractéristique de la fragmentation tel qu'il sera détaillé dans la Section 3.2 (CD-Adapco, 2012, 2013).

$$\delta t_g = \min[\delta t, \delta t_c, \tau_M, 0.3\tau_f] \quad (2.44)$$

De plus, la formulation du terme source de l'équation (2.42) met en évidence la réciprocité du couplage qui est mis en jeu. Ceci signifie que la phase lagrangienne provoque une modification de l'écoulement de la phase eulérienne mais aussi, que ce changement dans la phase eulérienne entraîne un changement sur la quantité de mouvement de la phase lagrangienne, et donc du terme source de la phase eulérienne. Ce couplage réciproque est assuré, pour chaque itération interne du solveur et jusqu'à convergence des propriétés des gouttes et de la phase gazeuse, par une procédure itérative se décomposant suivant les étapes suivantes :

- les propriétés et les trajectoires préliminaires des gouttes sont calculées ;
- l'influence de ces trajectoires sur la phase eulérienne est calculée ;

- les propriétés et les trajectoires des gouttes sont corrigées en fonction du nouvel état de la phase eulérienne.

En plus de leur interaction avec le milieu ambiant, les gouttes subissent d'autres phénomènes dont les sous-modèles nécessaires à leur prise en charge sont présentés dans la sous-section suivante.

2.5 Sous-modèles pour la résolution de la phase dispersée

Les équations de la phase lagrangienne ne sont pas suffisantes pour la prise en compte complète de la physique liée aux gouttes et au couplage des phases. En effet, les phénomènes de fragmentation, de transfert de quantité de mouvement ainsi que la collision et l'agglomération des gouttes sont calculés à l'aide de sous-modèles phénoménologiques dédiés. Il faut noter que le sous-modèle prenant en compte la fragmentation fait l'objet d'une étude spécifique dans le cadre du premier sous-objectif, et sera donc présenté en détail dans le Chapitre 3.

Dans le cadre du transfert de quantité de mouvement entre les deux phases, le coefficient de traînée C_d présent dans l'équation (2.1) doit être modélisé. Le modèle traditionnel, choisi ici, suppose que les gouttes restent sphériques et que la densité de goutte reste faible tout au long du processus (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Ce choix s'est imposé après l'essai d'une autre corrélation basée sur le modèle TAB, prenant en compte la déformation des gouttes, qui n'a fourni aucune amélioration significative de la prédiction de la phase lagrangienne (pénétration, SMD). Ici, le coefficient de traînée s'écrit donc sous la forme de celui d'une sphère rigide tel que présenté dans l'équation (2.45).

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_g} \left(1 + \frac{Re_g^{2/3}}{6} \right) & \text{si } Re_g \leq 1000 \\ 0,424 & \text{si } Re_g > 1000 \end{cases} \quad (2.45)$$

Avec Re_g le nombre de Reynolds de la goutte défini suivant l'équation (3.3).

$$Re_g = \frac{\rho_a D_g u_r}{\mu_a} \quad (2.46)$$

Cette plage de nombre de Reynolds couvre une large partie des conditions atteintes par les gouttes de carburant pendant et après l'injection, même si une fraction des gouttes atteint un nombre de Reynolds dont le maximum est supérieur à 2×10^4 .

Concernant la collision et l'agglomération des gouttes, le modèle de O'Rourke (1981) est le plus traditionnellement utilisé dans la littérature, comme présenté dans le Section 1.2.3. Il prend seulement en compte l'agglomération permanente de deux gouttes ou la séparation par étirement (Figure 1.4). Ceci est fait en comparant l'énergie rotationnelle de la goutte E_{rot} , décrite par l'équation (2.47) et l'excès d'énergie de surface ΔE_{surf} présentée dans l'équation (2.48).

$$E_{rot} = \frac{L^2}{2J} \quad (2.47)$$

Avec L le moment angulaire de la goutte agglomérée et J son moment d'inertie.

$$\Delta E_{surf} = \pi \sigma_c (D_{g,1}^2 + D_{g,2}^2 + D_{g,eff}^2) \quad (2.48)$$

Avec $D_{g,1}$, $D_{g,2}$ et $D_{g,eff}$ respectivement les rayons de la plus grosse goutte, de la plus petite goutte et le rayon effectif de la goutte agglomérée. Dans le cas où l'énergie rotationnelle domine ($E_{rot} > \Delta E_{surf}$), la séparation par étirement a lieu. À ce moment, les deux gouttes originales sont recréées avec de nouvelles vitesses qui sont fonction des conditions de collision (vitesses initiales des gouttes, direction de collision, etc.). Dans le cas contraire, où l'énergie rotationnelle est inférieure à l'énergie de surface ($E_{rot} < \Delta E_{surf}$), les deux gouttes s'agglomèrent définitivement pour constituer une goutte. Cette goutte a une quantité de mouvement égale à la somme des quantités de mouvement des gouttes originales. Cette évaluation est faite pour chaque goutte présente dans une cellule du maillage, en supposant que les gouttes dans deux mailles adjacentes n'interagissent pas. En revanche, le coût de calcul engendré est proportion-

nel au carré du nombre de gouttes par cellules, qui sont particulièrement importantes dans les simulations de jets de carburant, avec un total pouvant atteindre plusieurs dizaines de millions sur le domaine de calcul (Apte *et al.*, 2009; Elmtoft *et al.*, 2015). Afin de remédier à ce défaut, le modèle NTC évalue la collision sur un échantillon de gouttes plus restreint (Schmidt et Rutland, 2000). Ceci repose sur l'hypothèse que le nombre de gouttes dans une cellule est suffisamment grand pour que cet échantillon soit statistiquement représentatif. La taille de cet échantillon est linéairement dépendant du nombre de gouttes présentes dans la cellule considérée, et le coût de calcul est lui aussi linéaire avec le nombre de gouttes. Cependant, le calcul de la dynamique de la collision et de l'agglomération reste identique.

Un sous-modèle de dispersion turbulente s'ajoute aux précédents dans le cas où un modèle de turbulence (URANS) (Faeth, 1987; Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006) ou de sous-maille (LES) (Zhou *et al.*, 2011; Hu *et al.*, 2015) comportant une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est utilisé. Ce modèle de dispersion vise à représenter l'interaction des gouttes avec les tourbillons présents dans la phase eulérienne. En effet, l'interaction d'une goutte avec les fluctuations de vitesse de l'écoulement dépend de son inertie : les plus fines seront entraînées dans les tourbillons tandis que par leur inertie, les plus grosses se contenteront de traverser ces même tourbillons (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006). Le modèle calcule le temps de relaxation de la goutte à partir de son équation de quantité de mouvement ainsi que la durée de vie du vortex. Cette durée est calculée à partir de l'énergie cinétique turbulente et du modèle de turbulence ou de sous-maille. Le ratio de ces deux durées permet de calculer le nombre adimensionnel de Stokes compris entre 0 et 1 indiquant, respectivement, qu'une goutte n'est pas influencée par le vortex ou qu'au contraire, elle interagit durant toute la durée de vie du vortex. Ceci permet d'ajuster les termes sources des équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation. Les détails de la formulation et son implémentation en CFD sont disponibles dans Faeth (1987), Stiesch (2003) et Baumgarten (2006) pour une approche URANS ainsi que dans Zhou *et al.* (2011) et Hu *et al.* (2015) pour l'approche LES.

2.6 Application au jet de carburant URANS

Les outils numériques détaillés dans les sections précédentes sont appliqués dans cette étude à un cas d'injection préalablement étudié expérimentalement (Plamondon et Seers, 2014; Tetrault *et al.*, 2015). Les premières données expérimentales concernent la mesure du débit massique d'un injecteur piézoélectrique Bosch CRI 3.1 muni d'un orifice conique en fonction de la pression d'injection, de la pression ambiante, du nombre d'injection ainsi que du délai entre celles ci (Plamondon et Seers, 2014). Les conditions présentées dans le Tableau 2.1 sont celles utilisées, sauf mention contraire, comme cas de référence dans toutes les simulations des chapitres suivants. Avec de telles conditions d'injection, le profil de débit massique présenté sur la Figure 2.2 a pu être mesuré et sert de donnée d'entrée pour les simulations.

Tableau 2.1 Conditions du cas de référence

Diamètre de sortie de l'orifice [μm]	100
Pression d'injection [bar]	700
Pression ambiante [bar]	15
Nombre d'injections	1
Durée d'injection [μs]	525

Ces conditions d'injection ont été ensuite réutilisées afin de visualiser le jet de carburant à l'aide d'un système optique (Tetrault *et al.*, 2015). Le dispositif mis en place a permis de capturer le développement de la forme du jet qui, après traitement, a fourni des mesures de l'angle du cône servant d'entrée au modèle *blob*, ainsi que les courbes de pénétration servant à la validation des résultats obtenus par les simulations numériques. Ces tests ont été effectués dans une enceinte à volume constant qui est modélisée, dans le cas des simulations URANS servant à l'atteinte du premier sous-objectif, par une portion de 45° d'un cylindre de 50 mm de diamètre et de 120 mm de long présenté sur la Figure 2.3. Il faut noter qu'une étude sur la portion de cylindre, non présentée ici, a mis en évidence que l'utilisation de l'axisymétrie n'a pas d'influence sur les résultats montrés ici. Aux frontières de ce volume, une condition de paroi sans glissement a été imposée pour la face supérieure alors qu'une condition de pression a été imposée sur la

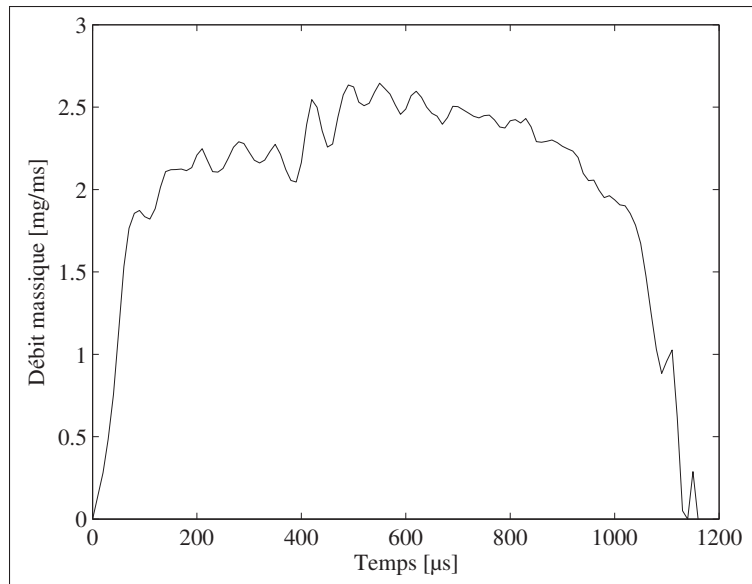


Figure 2.2 Débit massique à la sortie de l'injecteur pour une pression d'injection de 700 bar et une pression ambiante de 15 bar (Plamondon et Seers, 2014)

circonférence du cylindre ainsi que la face inférieure. Étant donné que seule une portion de 45° est étudiée, une condition de périodicité est utilisée pour mettre en relation les deux plans de coupe longitudinaux.

Une étude de sensibilité de la taille du maillage a été menée en comparant la pénétration du jet liquide pour trois tailles de mailles élémentaires et est présentée sur la Figure 2.4a. À l'issue de cette étude, une maille élémentaire de $1 \text{ mm} \times 1^\circ \times 1 \text{ mm}$ a été choisie pour constituer le maillage uniforme comportant un total de 270 000 éléments (Figure 2.3). Cette taille représente un compromis entre la précision des résultats et le temps de simulation. En effet, il faut souligner que l'indépendance du maillage n'est pas atteinte, mais surtout, qu'elle n'existe pas lors de l'utilisation d'un couplage Eulérien - Lagrangien dans ce type d'application, à cause de l'hypothèse de particule ponctuelle de la méthode Lagrangienne utilisée (Abraham, 1997; Baumgarten, 2006). En effet, cette hypothèse stipule que dans une cellule donnée, le volume de la phase eulérienne doit être très grand devant celui de la phase lagrangienne. Or, cette hypothèse ne peut être respectée particulièrement dans la zone proche de l'orifice de l'injecteur. Malgré cela, le maillage sélectionné ici est similaire à ceux rapportés dans la littérature pour

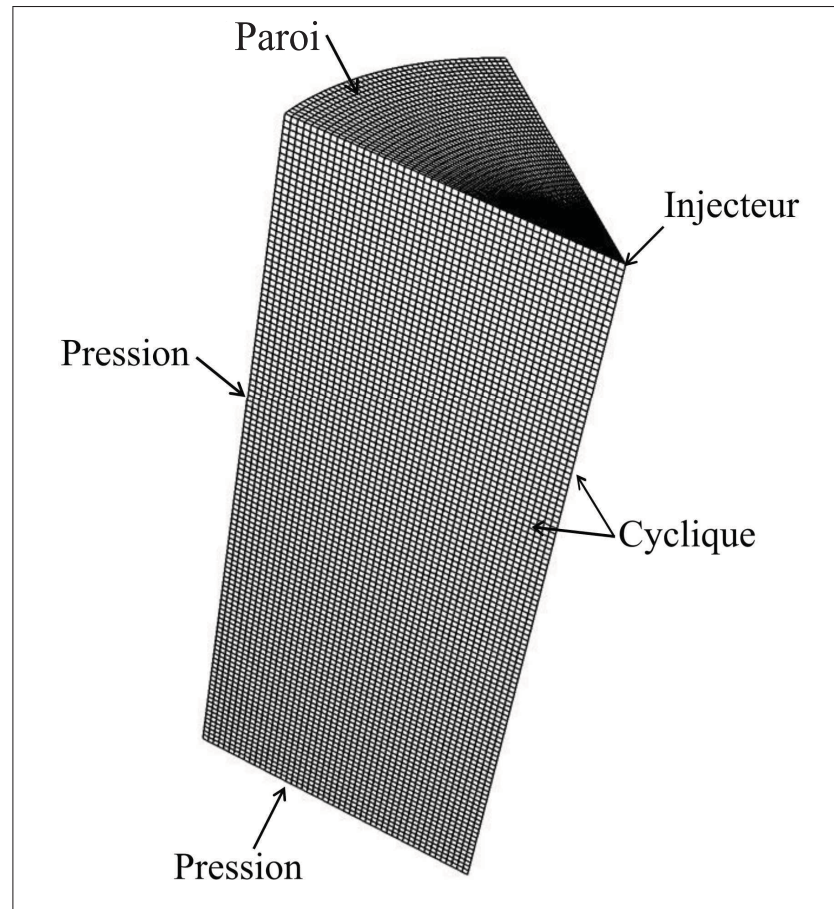


Figure 2.3 Domaine de calcul avec les conditions aux frontières

des travaux entrepris dans des conditions similaires (Patterson et Reitz, 1998; Beale et Reitz, 1999; Park et Lee, 2003; Abani et Reitz, 2010).

De plus, le schéma de discrétisation temporel est de type Euler de premier ordre. Une étude de sensibilité de la discrétisation temporelle montrant l'influence de la pénétration du jet liquide avec le maillage choisi auparavant est présentée sur la Figure 2.4b, menant au choix d'un pas de temps de 500 ns.

Concernant la phase lagrangienne, la méthode *blob* (Section 1.2.2.1) initialise la vitesse et le diamètre des gouttes alors que l'angle sur lequel les gouttes sont distribuées est fixé à 15° en accord avec les résultats expérimentaux de référence (Tetrault *et al.*, 2015). Par cette méthode, le diamètre des gouttes injectées est imposé égal au diamètre de l'injecteur ($100\ \mu\text{m}$). La vi-

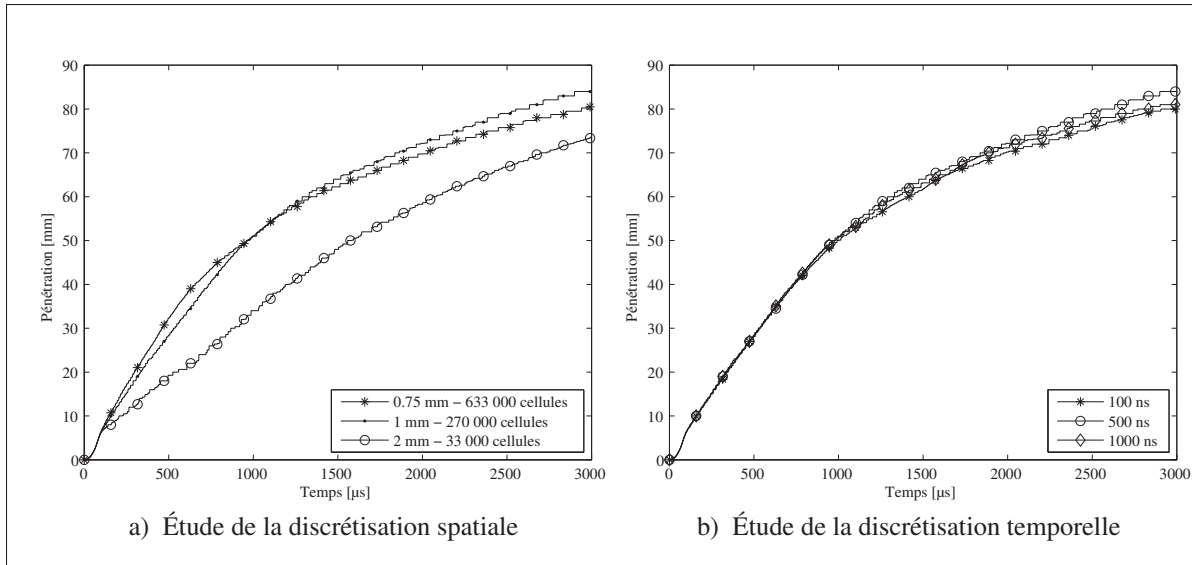


Figure 2.4 Étude des discrétisations spatiales et temporelles en URANS

tesse des gouttes est calculée en fonction du profil d'injection expérimental de la Figure 2.2 qui a été intégré au modèle. Ces paramètres ont pu être imposés de cette manière étant donné le profil conique de l'orifice de l'injecteur reproduit ici, qui évite la formation de la cavitation et le *vena contracta* associé à celle-ci (Baumgarten, 2006). De plus, le modèle de collision et d'agglomération de gouttes basé sur le travail de O'Rourke (1981) est utilisé étant donnée sa large diffusion dans la littérature constatée dans la Section 1.2.3. Comme mentionné lors de la revue de littérature, il faut souligner que ces modèles lagrangien imposent la résolution de groupes de goutte de part leur coût de calcul élevé. Dans cette étude URANS, 25 groupes de gouttes sont injectés à chaque pas de temps, nombre qui a permis d'atteindre une indépendance de la solution. De plus, le modèle de dispersion turbulente est aussi utilisé pour permettre une bonne représentation de l'interaction entre les structures turbulentes et les gouttes de carburant (Baumgarten, 2006; Faeth, 1987; Stiesch, 2003). Le modèle de fragmentation étant le premier sous-objectif de cette étude, il fait l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre suivant.

2.7 Bilan du chapitre

Ce chapitre avait pour objectif de décrire les outils numériques nécessaires aux simulations utilisées dans les chapitres suivants. D'abord, les équations mathématiques régissant les comportements de la phase lagrangienne, eulérienne ainsi que le couplage existant entre ces dernières ont été décrites.

Ces relations ne pouvant pas être résolues continûment dans l'espace, leur discrétisation a été brièvement abordée. La méthode des volumes finis a été choisie et présentée avec le cas simple d'un écoulement stationnaire unidimensionnel de convection - diffusion. Plus particulièrement, cette méthode repose sur l'utilisation d'un schéma de discrétisation pour le terme convectif. Deux d'entre eux ont été choisis et décrits pour les études des chapitres suivants : les schémas *upwind* de premier et second ordre.

Une fois les équations discrétisées pour la phase eulérienne, les méthodes numériques pour la résolution de celles-ci ont été présentées. Cette thèse repose sur une approche moyennée (URANS) pour le troisième chapitre alors que le quatrième et cinquième chapitres utilisent la simulation des grandes échelles (LES). Ces deux approches ont donc été détaillées dans ce chapitre ainsi que les modèles de turbulence (URANS) et de sous-maille (LES) utilisés dans cette thèse.

Par ailleurs, les phénomènes régissant la phase lagrangienne étant nombreux et complexes, leurs équations ne peuvent être résolues comme pour la phase eulérienne. Ce chapitre présente donc les sous-modèles phénoménologiques pour une prise en charge complète de l'évolution de la phase lagrangienne. En revanche, le modèle de fragmentation faisant l'objet d'une étude dédiée, il ne sera présenté que dans le troisième chapitre.

Pour finir, la description de tous ces modèles se concrétisera par la présentation de leur application à un cas d'injection de carburant dans le cadre d'une méthode URANS. Ceci a permis d'introduire les bases des simulations menées pour la caractérisation des modèles de fragmentation du chapitre suivant.

CHAPITRE 3

CARACTÉRISATION DES MODÈLES DE FRAGMENTATION AVEC UNE APPROCHE URANS

3.1 Introduction

Dans la Section 1.2.2.2 de revue de littérature, le besoin de calibrer les modèles d'atomisation a été présenté. En revanche, cette étape indispensable n'est pas décrite en détail dans la littérature, laissant place à l'usage de méthodes arbitraires par les auteurs. En effet, compte tenu du nombre de constantes pour chaque modèle (quatre à cinq en général), cette étape peut devenir très coûteuse en temps et ressources de calcul (Tatschl *et al.*, 2002). Dans le but de mieux contrôler ces coûts, une méthode pour faciliter la calibration est suggérée et présentée dans ce chapitre. L'utilisation de cette méthode permet d'atteindre plus efficacement l'objectif qui est de trouver la calibration optimum des modèles afin de comparer leurs prédictions respectives, en se basant sur différentes caractéristiques du jet de carburant et de l'entraînement d'air. De plus, l'utilisation d'une telle méthode fournit une compréhension complète de l'influence des constantes sur les caractéristiques du jet de carburant.

Il faut cependant souligner que les résultats quantitatifs obtenus dans cette étude sont spécifiques aux caractéristiques de l'expérience reproduite ainsi qu'à celles du modèle de jet de carburant utilisé. En d'autres termes, les résultats quantitatifs de l'impact des constantes varient en fonction de ces paramètres, et donc, l'objectif de cette étude est de proposer une méthode de calibration qui soit à la fois plus rigoureuse mais aussi qui réduise le nombre de simulations nécessaire à la calibration, et ainsi, qui réduise le poids de cette étape dans le temps de mise au point du modèle.

Dans un premier temps, les formulations des modèles d'atomisation sont présentées afin de rendre compte de la dimension du problème. Par la suite, la méthode des plans d'expériences utilisée pour le choix des simulations est décrite. Pour finir, les résultats obtenus seront présen-

tés, menant à la détermination du modèle d'atomisation permettant la prédiction la plus proche des résultats expérimentaux.

3.2 Modèles d'atomisation

Cette étude porte sur les modèles d'atomisation de Reitz & Diwakar (R&D) et KHRT. Comme vu dans la Section 1.2.2.2, ces deux modèles ont été choisis en raison de leur présence importante dans les codes de CFD et dans la littérature concernant les jets de carburant diesel. Le modèle de R&D a été initialement développé pour des applications à faibles pressions d'injection de 100 à 300 bar (Reitz et Diwakar, 1986, 1987; Yang *et al.*, 1997), mais a démontré une bonne capacité d'adaptation aux systèmes à haute pression entre 700 et 1200 bar (Kralj, 1995; Arcoumanis *et al.*, 1997; Hossainpour et Binesh, 2009; Lucchini *et al.*, 2010). Au contraire, le modèle KH-RT a été spécialement développé pour des applications impliquant d'importantes pressions d'injection, autour de 600 bar pour les première applications (Patterson et Reitz, 1998; Lee *et al.*, 2002; Fujimoto *et al.*, 2009; Park *et al.*, 2009) jusqu'à atteindre plus de 1500 bar dans des études plus récentes (Senecal *et al.*, 2007; Jagus *et al.*, 2009; Senecal *et al.*, 2014; Tsang *et al.*, 2014; Banerjee et Rutland, 2015; Elmtoft *et al.*, 2015; Hu *et al.*, 2015; Tsang et Rutland, 2015; Ren et Li, 2016). Les formulations respectives de ces deux modèles sont détaillées dans cette section.

3.2.1 Modèle de Reitz & Diwakar

Basé sur les observations de Nicholls (1972) sur l'atomisation de gouttes, le modèle de R&D a été initialement décrit par Reitz et Diwakar (1986, 1987), ces deux articles devant être considérés comme références pour plus de détails sur le modèle. Ce dernier prend en compte deux régimes d'atomisations, à sac et par arrachement, schématisés sur la Figure 1.3. Leurs critères de déclenchement sont définis respectivement par les équations (3.1) et (3.2).

$$We_g = \frac{\rho_a D_g u_r^2}{2 \sigma_c} > C_{b1} \quad (3.1)$$

$$\frac{We_g}{\sqrt{Re_g}} > C_{s1} \quad (3.2)$$

Où C_{b1} , C_{s1} sont des constantes ajustables par l'utilisateur, We_g le nombre de Weber de la goutte considérée, ρ_a la masse volumique de l'air ambiant, D_g le diamètre de la goutte, u_r la vitesse relative de la goutte par rapport à l'air ambiant, σ_c la tension de surface du carburant et Re_g le nombre de Reynolds de la goutte, tel que défini par l'équation (3.3).

$$Re_g = \frac{\rho_a u_r D_g}{\mu_a} \quad (3.3)$$

Où μ_a est la viscosité dynamique de l'air ambiant.

Une fois les valeurs des critères de fragmentation calculées, le temps caractéristique τ_a de chaque régime d'atomisation est calculé suivant les équations (3.4) and (3.5).

$$\tau_{a,sac} = \frac{C_{b2} \rho_c^{0.5} D_g^{3/2}}{4 \sigma_c^{0.5}} \quad (3.4)$$

$$\tau_{a,arrachement} = \frac{C_{s2}}{2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_a} \right)^{0.5} \frac{D_g}{u_r} \quad (3.5)$$

Où C_{b2} , C_{s2} sont des constantes ajustables par l'utilisateur et ρ_c la masse volumique du carburant. La diminution du diamètre de la goutte associée à la fragmentation est alors calculée avec l'équation (3.6), tout en respectant la conservation de la masse décrite par l'équation (3.7) qui permet d'obtenir le nombre de gouttes fragmentées $N_{g,fragmentées}$.

$$\frac{dD_g}{dt} = - \frac{(D_g - D_{g,stable})}{\tau_a} \quad (3.6)$$

Où $D_{g,stable}$ est le diamètre stable de la goutte qui va être défini par la suite, et τ_a le temps caractéristique du mode d'atomisation le plus rapide.

$$N_{g,originales} D_{g,originales}^3 = N_{g,fragmentées} D_{g,fragmentées}^3 \quad (3.7)$$

Où $N_{g,originales}$ est le nombre de gouttes originales, $D_{g,originales}$ et $D_{g,fragmentées}$ sont respectivement les diamètres des gouttes originales et des gouttes fragmentées.

Le diamètre stable utilisé dans l'équation (3.6) est calculé à partir du critère d'atomisation du mode le plus rapide, dont les formules sont présentées dans les équations (3.1) et (3.2). En effet, la goutte est considérée stable quand le terme à gauche de l'équation est inférieur ou égal au membre droit de celle-ci. Donc, le diamètre stable pour chaque mode d'atomisation est calculé grâce aux équations (3.8) et (3.9).

$$D_{g,stable,sac} = \frac{2 C_{b1} \sigma_c}{\rho_c U_r^2} \quad (3.8)$$

$$D_{g,stable,arrachement} = \frac{4 C_{s1}^2 \sigma_c^2}{U_r^3 \rho_a \mu_a} \quad (3.9)$$

Les quatre constantes C_{b1} , C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} ont les valeurs par défaut présentées dans le Tableau 3.1. Néanmoins, des ajustements de ces valeurs sont nécessaires pour calibrer le modèle en fonction des conditions expérimentales et des caractéristiques du modèle numérique, afin de prédire convenablement les propriétés du jet de carburant comme la longueur de pénétration liquide ou le diamètre des gouttes (Kralj, 1995; Tatschl *et al.*, 2002; Hossainpour et Binesh, 2009; Tonini *et al.*, 2009). Cette calibration dépend d'un grand nombre de paramètres comme la géométrie de la buse de l'injecteur, la présence de cavitation, l'intensité de la turbulence dans la buse, les propriétés du carburant, les interactions entre le liquide et le gaz, etc. (Fu-shui *et al.*, 2008).

Tableau 3.1 Valeurs par défaut du modèle de Reitz & Diwakar

Nom	C_{b1}	C_{b2}	C_{s1}	C_{s2}
Valeur	12	2	1	20

3.2.2 Modèle KHRT

Le modèle KHRT utilise une approche plus fondamentale du processus d'atomisation. En effet, le modèle prend en compte les instabilités de Kelvin-Helmoltz (KH) et de Rayleigh-Taylor (RT) à la surface des gouttes tel que présenté par Patterson et Reitz (1998), référence à considérer pour de plus amples détails. Le premier type d'instabilité est dû aux forces aérodynamiques exercées sur la goutte et est responsable de la fragmentation par arrachement, alors que la seconde instabilité, correspondant à la fragmentation catastrophique, provient des effets de la décélération de la goutte.

D'après la formulation du modèle, les deux instabilités sont en constante compétition mais seulement celle ayant le temps caractéristique le plus court est appliquée à la goutte. Des études ont pu démontrer que les instabilités de type RT apparaissent en général proche de l'injecteur alors que les instabilités de KH apparaissent plus tard dans le développement du spray (Stiesch, 2003; Baumgarten, 2006; Hossainpour et Binesh, 2009).

3.2.2.1 Instabilités de Rayleigh-Taylor

Contrairement aux instabilités de KH qui seront détaillées par la suite, les instabilités de RT impliquent la destruction immédiate de la goutte originale. La masse est entièrement redistribuée aux gouttes nouvellement créées pour satisfaire la conservation de la masse, cette dernière étant présentée dans l'équation (3.7).

Le critère d'atomisation est défini à partir de Λ_{RT} , symbolisant la longueur d'onde de la perturbation ayant le plus fort le taux de croissance, d'après l'équation (3.10).

$$D_g > C_3 \Lambda_{RT} \quad (3.10)$$

Où C_3 est une constante ajustable par l'utilisateur. À partir de cette équation, le diamètre stable $D_{g,stable}$ des gouttes subissant la fragmentation peut être déterminé par l'équation (3.11).

$$D_{g,stable,RT} = C_3 \Lambda_{RT} \quad (3.11)$$

Pour déclencher cette atomisation, une durée supérieure ou égale au temps caractéristique τ_{RT} , défini dans l'équation (3.12), doit être écoulée.

$$\tau_{RT} = \frac{C_t}{\Omega_{RT}} \quad (3.12)$$

Où C_t est une constante ajustable et Ω_{RT} est le taux maximum d'expansion des instabilités. Ainsi, Λ_{RT} et Ω_{RT} sont calculés à partir des équations (3.13) et (3.14).

$$\Lambda_{RT} = \frac{2\pi}{K_{RT}} \quad (3.13)$$

$$\Omega_{RT} = \omega_{RT}(K_{RT}) \quad (3.14)$$

Où K_{RT} représente la longueur d'onde qui maximise le taux d'expansion des instabilités RT, ω_{RT} , présenté dans l'équation (3.15). La version du modèle KHRT utilisée ici prend aussi en compte la viscosité du carburant μ_c (Senecal *et al.*, 2007), étant donné l'effet que cette propriété influence la prédiction de ces instabilités (Joseph *et al.*, 1999) et donc des caractéristiques du jet de carburant (Ren et Li, 2016).

$$\omega_{RT} = -k_{RT}^2 \left(\frac{\mu_c + \mu_a}{\rho_c + \rho_a} \right) + \sqrt{k_{RT} \left(\frac{\rho_c - \rho_a}{\rho_c + \rho_a} \right) a_g - \frac{k_{RT}^3 \sigma_c}{\rho_c + \rho_a} + k_{RT}^4 \left(\frac{\mu_c + \mu_a}{\rho_c + \rho_a} \right)^2} \quad (3.15)$$

Où a_g est l'accélération de la goutte calculée avec l'équation (3.16) en considérant son coefficient de traînée C_d , sa vitesse relative par rapport au milieu ambiant u_r ainsi qu'une forme sphérique de la goutte.

$$a_g = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_a}{\rho_c} \frac{u_r^2}{D_g} \quad (3.16)$$

3.2.2.2 Instabilités de Kelvin-Helmholtz

Plus tard dans le développement du jet de carburant, les instabilités de KH apparaissent et provoquent le détachement de nouvelles gouttes de la goutte originale. Cette goutte existe tout au long du processus de fragmentation, contrairement aux gouttes soumises aux instabilités de RT. Le détachement est possible grâce à l'apparition de perturbations à la surface des gouttes, qui sont provoquées par la vitesse relative entre la goutte et l'air ambiant qui crée une force aérodynamique agissant à la surface de la goutte. La longueur d'onde Λ_{KH} de l'instabilité et le taux d'expansion de l'onde la plus rapide Ω_{KH} caractérisent les instabilités et sont définis respectivement par les équations (3.17) et (3.18).

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02 D_g (1 + 0.45 \sqrt{Z_g}) (1 + 0.4 T_g^{0.7})}{2 (1 + 0.865 We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (3.17)$$

$$\Omega_{KH} = \frac{0,34 + 0,385 We_g^{1,5}}{(1 + Z_g)(1 + 1,4 T_g^{0,6})} \sqrt{\frac{8\sigma_c}{\rho_c D_g^3}} \quad (3.18)$$

Où Z_g et T_g sont respectivement le nombre d'Ohnesorge et le nombre de Taylor, définis par les équations (3.19) et (3.20).

$$Z_g = \frac{\sqrt{We_g}}{Re_g} \quad (3.19)$$

$$T_g = Z_g \sqrt{We_g} \quad (3.20)$$

Λ_{KH} et Ω_{KH} permettent de définir le diamètre stable de la goutte $D_{g,stable,KH}$ et le temps caractéristique τ_{KH} comme illustrés respectivement par les équations (3.21) and (3.22).

$$D_{d,stable,KH} = 2 B_0 \Lambda_{KH} \quad (3.21)$$

$$\tau_{KH} = \frac{3,726 B_1 D_g}{2 \Lambda_{KH} \Omega_{KH}} \quad (3.22)$$

Où B_0 , B_1 sont des constantes ajustables par l'utilisateur. Ensuite, le diamètre de la goutte décroît en respectant l'équation (3.6) proposée par Reitz et Diwakar (1986, 1987). Étant donné que STAR-CD utilise une version modifiée de ce modèle de fragmentation proposée par Senecal

et al. (2007), la valeur du coefficient de l'équation (3.22) a une valeur de 3,726, alors que la valeur originale utilisée est de 3,788 (Patterson et Reitz, 1998).

Comme dans le cas du modèle de R&D, les constantes B_0 , B_1 , C_3 and C_t sont utilisées pour ajuster le modèle d'atomisation aux conditions de l'écoulement et du modèle numérique. Les valeurs par défaut sont présentées dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 Valeurs par défaut du modèle KHRT

Nom	B_0	B_1	C_3	C_t
Valeur	0,61	40	0,2	1

3.3 Plan d'expérience

Chaque modèle d'atomisation fait intervenir quatre constantes, dont certaines ont des valeurs définies ou souvent réutilisées dans la littérature. Ainsi, la constante C_{b1} a été largement définie comme étant égale à 12 (Baumgarten, 2006; Reitz et Diwakar, 1986, 1987; Nicholls, 1972). Pour le reste des constantes, en revanche, les valeurs sont celles par défaut ou ne sont pas spécifiées dans la littérature.

Afin de fournir un certain formalisme dans la détermination des constantes des modèles mais aussi de mieux définir l'impact de chaque variable sur le jet de carburant, cette étude emploie une méthode de plan d'expérience, approche applicable aux modèles numériques qui est capable de fournir une compréhension et une quantification des interactions entre les constantes (Montgomery, 2013). Cette méthode a été privilégiée étant donné que la calibration des différentes constantes des modèles présentent des interactions provenant de la compétition entre les modes de fragmentation. De plus, cette méthode des plans d'expérience peut être appliquée à d'autres configurations, telles que différents modèles de fragmentation, maillages ou conditions d'injection, afin d'identifier l'impact des constantes sur le résultat final.

Le plan de Box-Behnken a été choisi parce qu'il exige habituellement peu de points pour correspondre à un modèle quadratique avec des termes d'interactions et qu'il peut être appliqué à des systèmes d'au moins trois variables (Box et Behnken, 1960; Montgomery, 2013). Pour chaque modèle, les constantes sont fixées à trois niveaux pour décrire la plage d'évolution, -1, 0 et 1, qui correspondent respectivement à la valeur minimum, celle par défaut ainsi que la valeur maximum. Dans le cas du modèle de R&D ayant trois variables, une matrice d'expérience nécessite 13 cas, tels que décrit dans le Tableau 3.3. En ce qui concerne le modèle KHRT, 25 cas sont exigés avec les valeurs au frontières décrites dans le Tableau 3.4, alors que la matrice complète est présentée dans l'Annexe V. Plus de détails sur la méthode des plans d'expérience utilisée dans cette étude sont disponibles dans le livre de Montgomery (2013) et dans l'article original de Box et Behnken (1960).

Tableau 3.3 Matrice du plan d'expérience de Box-Behnken appliqué au modèle de R&D

Point	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
C_{b2}	0,5	0,5	5	5	0,5	0,5	5	5	2	2	2	2	2
C_{s1}	0,1	5	0,1	5	1	1	1	1	0,1	0,1	5	5	1
C_{s2}	10	10	10	10	1	20	1	20	1	20	1	20	10

Tableau 3.4 Valeurs des constantes des niveaux du plan d'expérience pour le modèle KHRT

Niveaux	B_0	B_1	C_3	C_t
-1	0,3	20	0,05	0,1
0	0,6	40	0,2	1
1	0,9	60	0,5	5

Afin d'étudier l'influence de la calibration, les variables de réponse choisies sont la pénétration du jet, et deux diamètres moyens de gouttes : le diamètre moyen géométrique (DMG) et le diamètre moyen de Sauter (SMD) calculés sur l'ensemble du jet, tels qu'introduits initialement dans la Section 1.1 par les équations (1.1) et (1.2). Puisque le modèle est développé dans des conditions non-évaporatives, le terme pénétration fait référence à la longueur de pénétration

liquide du jet. Cette quantité est définie par la position de la goutte de la plume du jet la plus éloignée de l'orifice de l'injecteur (Su *et al.*, 1996; Hori *et al.*, 2008; Fujimoto *et al.*, 2009; Solsjo et Bai, 2011), critère qui a été choisi à cause du faible nombre de gouttes numériquement représentés, soit environ 4000 contre plusieurs millions expérimentalement (Apte *et al.*, 2009; Elmtoft *et al.*, 2015).

3.4 Influence des constantes de fragmentation

Comme cela a été présenté dans le Chapitre 1 et dans la Section 3.2, les modèles de fragmentation actuels nécessitent d'être ajustés en fonction des conditions de simulation en calibrant leurs constantes. Afin de supporter cette affirmation, la Figure 3.1 compare les résultats expérimentaux et numériques de la pénétration en utilisant les paramètres par défaut du modèle de R&D et du modèle KHRT appliqués au cas de référence (Tableau 2.1). Les résultats ainsi obtenus montrent une surestimation importante de la pénétration, en particulier en ce qui concerne le modèle de R&D. Cependant, on peut remarquer que la pente de la courbe dans le cas du modèle de KHRT change au cours du temps, pour finalement atteindre une pénétration équivalente à celle du modèle de R&D. Ceci indique une décélération plus faible des gouttes dans le cas du modèle de KHRT, qui peut être liée à des forces de traînées différentes si on se réfère au bilan de quantité de mouvement des gouttes de l'équation (2.1). Cette variation semble liée à un diamètre des gouttes ou une perte de quantité de mouvement associée au phénomène de fragmentation plus faible.

Ensuite, le calcul du DMG et du SMD sur le jet dans les deux cas montre que le modèle KHRT produit, globalement, des gouttes de plus petits diamètres que le modèle de R&D, comme on peut le constater dans le Tableau 3.5. En effet, même si le SMD est légèrement supérieur dans le cas du modèle KHRT, le DMG est 60% plus petit ce qui montre que, globalement, les gouttes sont beaucoup plus fines que dans le cas du modèle de R&D impliquant une force de traînée inférieure sur les gouttes. Il faut noter que les SMD obtenus ici sont plus importants que ceux de la littérature expérimentale, qui sont généralement compris entre 20 et 30 μm (Lee *et al.*, 2002; Park *et al.*, 2009; Shervani-Tabar *et al.*, 2013; Wang *et al.*, 2013), car la méthode *blob*

présentée plus tôt crée des gouttes de diamètre égal à celui de l'orifice de l'injecteur tout au long de l'injection. En particulier à la fin de l'injection, des gouttes de 100 μm sont injectées avec des vitesses trop faibles pour satisfaire les critères de fragmentation. Plus de détails sur ce phénomène peuvent être trouvés dans l'Annexe VIII.

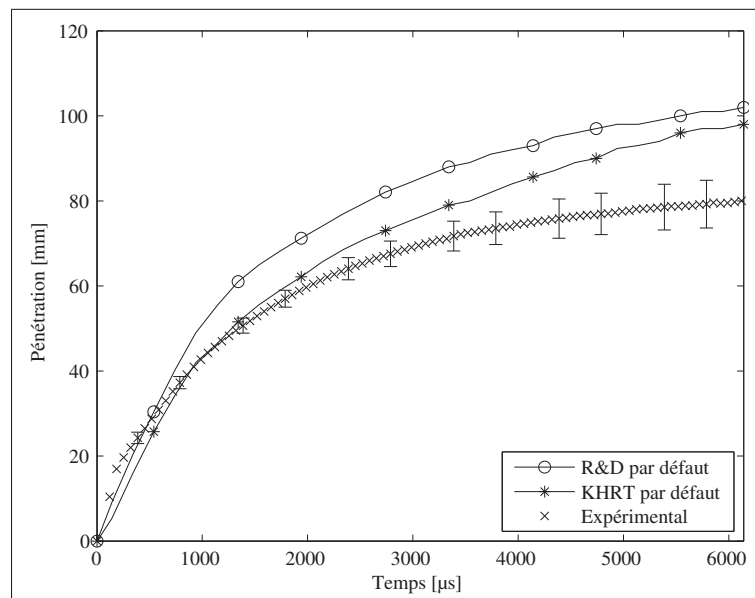


Figure 3.1 Courbes de pénétration obtenues avec les calibrations par défaut des modèles de R&D et KHRT ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

Tableau 3.5 Diamètres moyens pour les modèles de R&D et KHRT ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

	Modèle de R&D	Modèle KHRT
DMG [μm]	12	4,0
SMD [μm]	44	49

Les écarts observés entre les deux modèles et les données expérimentales illustrent le besoin de connaître l'influence des constantes des modèles afin de faciliter leur calibration. Les résultats obtenus à partir de la méthode des plans d'expérience sont présentés sous la forme de surface de réponse et de tableaux décrivant les tendances obtenues. Ce processus permet de déduire

les calibrations optimales des modèles dans la Section 3.4.3. Ensuite, celles-ci sont comparés en termes de forme de jet, de pénétration, de diamètre moyen, ainsi que de caractéristiques d'entraînement d'air dans la Section 3.4.4.

Dans les deux premières sections, les résultats numériques issus de la méthode des plans d'expérience seront présentés sous la forme de surfaces de réponse correspondant à l'écart relatif (échelle verticale et échelle de couleur) entre les pénétrations obtenues numériquement et expérimentalement, calculé d'après l'équation (3.23) ainsi qu'au DMG et au SMD.

$$\% = 100 * \frac{S_{num} - S_{exp}}{S_{exp}} \quad (3.23)$$

Avec S est la pénétration du jet alors que les indices num et exp font respectivement référence aux résultats numériques et expérimentaux.

Dans la mesure où le jet de carburant étudié est transitoire, les surfaces de réponses devraient être présentées pour différents pas de temps durant le développement du jet de carburant pour montrer l'importance de la nature transitoire des phénomènes sur la détermination des constantes du modèle. L'analyse des surfaces de réponse au cours du temps, figures qui ne sont pas présentées ici, pour les deux modèles montre que la variation de la forme de ces surfaces est négligeable après la fin de l'injection à environ 1200 μ s. Pour toutes les simulations, l'amplitude des surfaces de réponse décroît en fonction du temps, en atteignant un minimum à la fin du temps simulé montrant, ainsi, que toutes les calibrations tendent à converger vers le même ordre de grandeur pour la pénétration finale. De plus, ce résultat illustre bien que la détermination des constantes des modèles pour des jets de carburants en régime permanent ou quasi-permanent peut être accomplie plus aisément, étant donné que les modèles d'atomisation ont été initialement développés pour ce type d'applications. La difficulté majeure réside dans l'ajustement des constantes des modèles dans le cadre de jets de carburant transitoires, puisque leur impact est plus important durant la phase initiale du jet et de petites variations dans la calibration peuvent résulter en de grands changements de forme, de pénétration, du diamètre des gouttes et de toutes les propriétés du jet de manière générale.

3.4.1 Influence des constantes du modèle de Reitz & Diwakar

Dans un premier temps, l'influence des trois constantes C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} est considérée. Les constantes avec un indice de 2 servent à la calibration des temps caractéristiques de fragmentation des gouttes. Ceux-ci sont définis comme étant le temps durant lequel la goutte reste instable avant sa fragmentation, qui est elle-même déclenchée lorsque les critères de fragmentation définis par les équations (3.1) et (3.2) sont atteints.

La tendance générale associée à chaque constante est, en se basant sur la formulation du modèle décrite dans la Section 3.2.1, qu'une réduction des constantes C_{b2} et C_{s2} précipiterait l'atomisation et la perte de quantité de mouvement qui lui est associé, et donc, impliquerait une réduction de la pénétration. Pour sa part, la constante C_{b1} qui gère le critère d'atomisation pour la fragmentation par arrachement, défini dans l'équation (3.2), devrait provoquer une diminution de la pénétration du jet lorsque la valeur de cette constante décroît, puisque la perte globale de quantité de mouvement due à la fragmentation devrait être favorisée. Les résultats suivants issus de l'utilisation de la méthode des plans d'expérience montrent les interactions qui existent entre les différentes constantes. Ces tendances sont différentes de celles obtenues par l'approche analytique et seront mises en évidence dans la suite de cette étude.

La Figure 3.2 présente l'influence des constantes C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} sur les trois variables choisies précédemment, qui sont l'écart relatif, le DMG et le SMD. Étant donné que les surfaces de réponse pour les diamètres moyens étaient similaires en forme et en amplitude, seule l'influence de C_{s2} et C_{b2} est représentée dans la Figure 3.2d. D'abord, il peut être constaté que les formes des surfaces de réponse sont fortement non-linéaires, démontrant une interaction entre les constantes. Cette première caractéristique confirme l'importance d'utiliser une méthode de calibration qui peut prendre en compte ces interactions entre les constantes afin d'obtenir la calibration optimale. En considérant ceci, l'utilisation d'une étude paramétrique visant à modifier une constante à la fois en se basant sur l'approche analytique (Beale et Reitz, 1999; Fu-shui *et al.*, 2008; Han et Reitz, 1995; Lee *et al.*, 2002; Patterson et Reitz, 1998; Pogorevc *et al.*, 2008; Senecal *et al.*, 2014; Tennison *et al.*, 1998; Tsang et Rutland, 2015; Turner *et al.*, 2012)

apparaît beaucoup plus coûteuse en temps et en ressource si les interactions entre les constantes doivent être entièrement définies, à cause d'un nombre de simulations plus important.

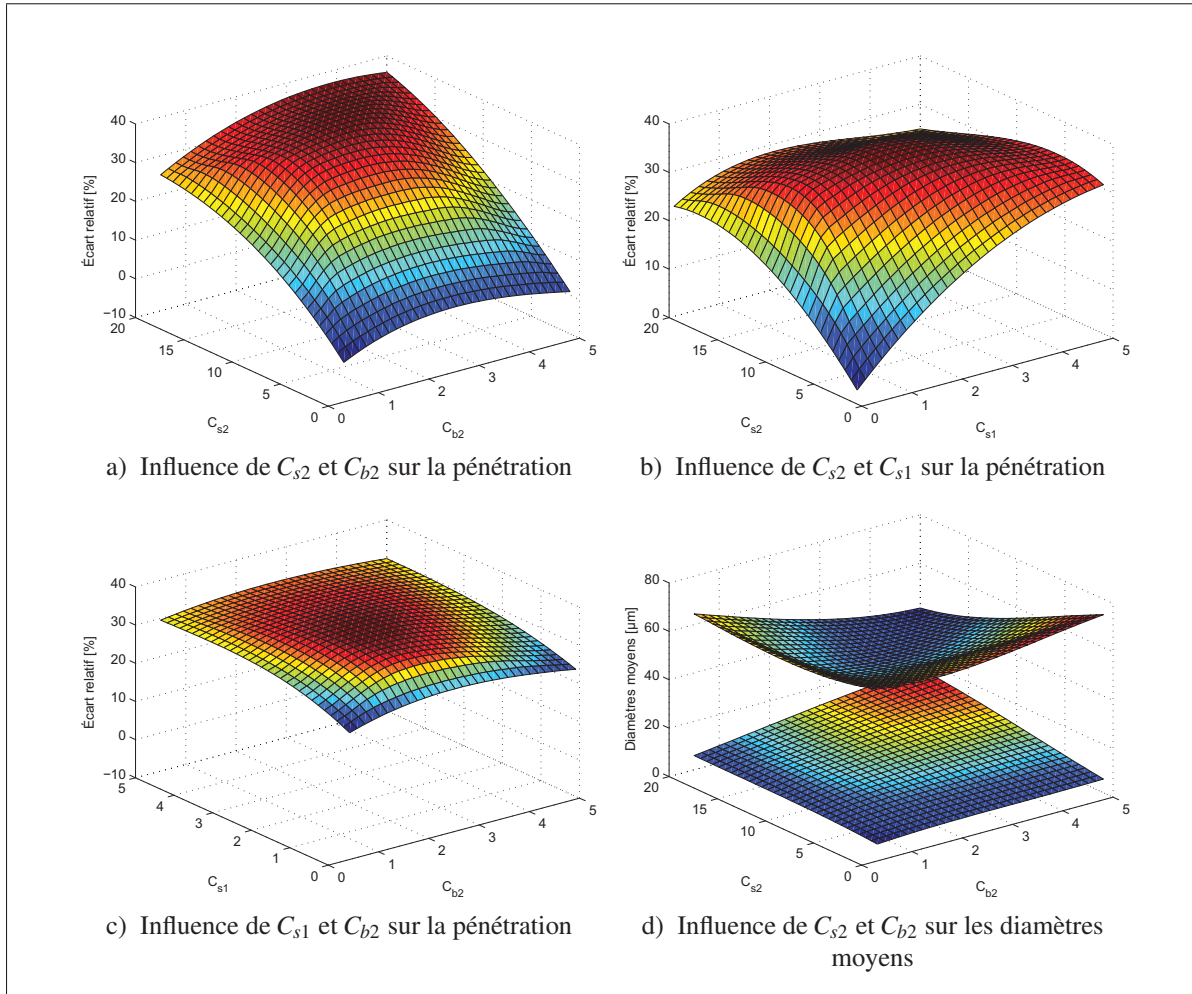


Figure 3.2 Influence des constantes du modèle de R&D sur l'écart relatif entre les pénétrations numériques et expérimentales, le SMD et le DMG à la fin de la simulation ($6200\mu\text{s}$). Dans la figure 3.2d, la surface supérieure est le SMD tandis que celle inférieure est le DMG. $P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $P_{amb} = 15 \text{ bar}$, $T_{amb} = 298 \text{ K}$)

La Figure 3.2a présente l'effet conjugué de C_{s2} et C_{b2} sur la pénétration. La tendance générale associée à ces constantes est qu'une décroissance de leurs valeurs par rapport à celles par défaut diminue la pénétration du jet, comme suggéré plus tôt dans cette section. Cette figure montre aussi qu'une augmentation de C_{b2} , par rapport à sa valeur par défaut, diminue aussi la péné-

tration. Ces tendances sont détaillées dans le Tableau 3.6 pour chaque intervalle de valeurs des constantes, en considérant la valeur par défaut des constantes comme référence. La constante C_{b2} entraîne une diminution ou une stagnation de la pénétration sur l'intervalle de valeur considéré, sauf entre 1,5 et 2,5, où une diminution est suivie d'un plateau puis d'une augmentation de la pénétration du jet lorsque C_{s2} augmente. D'un point de vue quantitatif, la Figure 3.2a montre que la constante C_{s2} est capable d'influencer l'écart relatif sur la pénétration de 10 à 32%, alors qu'une variation de 10 à 20% est constatée lorsque C_{s2} change. Cet effet provient des conditions d'injection à haute pression qui favorise la fragmentation par arrachement, étant donné le fort nombre de Weber des gouttes de l'ordre de 6×10^5 à la sortie de l'injecteur.

La Figure 3.2b, quant à elle, présente l'influence combinée de C_{s2} et C_{s1} sur la pénétration du jet. L'interaction entre les constantes est encore mise en évidence étant donné qu'une augmentation d'une des valeurs réduit l'impact de l'autre constante, et de faibles valeurs pour les deux constantes produisent un plus petit écart relatif avec les données expérimentales. La partie supérieure droite du Tableau 3.6 résume l'influence de chaque constante sur la pénétration. Les valeurs de C_{s1} comprises entre 0,1 et 0,75, ainsi que celles entre 2,5 et 5 se traduisent par une diminution de la réponse pour toutes les valeurs de C_{s2} . Entre 0,75 et 2,5, en revanche, la pénétration peut être augmentée ou diminuée si la valeur de C_{s2} est comprise, respectivement, dans les intervalles de 0,1 à 10 et de 10 à 20. Il doit être souligné qu'à de faibles valeurs de C_{s1} , augmenter C_{s2} diminue la pénétration d'une valeur allant jusqu'à 30%, alors que pour des valeurs plus élevées de C_{s1} , l'influence maximum produite par C_{s2} est d'environ 7%. Ceci indique qu'une augmentation du seuil de fragmentation et du temps caractéristique limite les effets de la fragmentation par arrachement sur les gouttes de carburant, d'où découle une domination de la fragmentation à sac. En effet, en se référant aux équations (3.2) et (3.5), une diminution de ces constantes devrait entraîner une diminution du diamètre stable et du temps caractéristique d'une goutte, anticipant à son tour la fragmentation et la perte de quantité de mouvement associée. Cette interprétation devrait être aussi vérifiée pour des valeurs élevées de C_{s1} et C_{s2} qui, au contraire, ne semblent pas avoir d'impact significatif sur la pénétration. En effet, le développement du jet de carburant et sa pénétration sont contrôlés par la compétition

entre l'atomisation à sac, celle par arrachement et la force de traînée exercée sur les gouttes, rendant l'influence des constantes difficiles à prédire comme montré dans cette étude.

Tableau 3.6 Tendances du modèle de R&D sur la pénétration : les signes =, +, -, - - représentent respectivement une stagnation, une légère augmentation, une légère diminution, une forte diminution de la pénétration par rapport à la calibration par défaut. Cette dernière est 2, 1 et 20 pour respectivement C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} . ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

		C_{b2}				C_{s1}			
		0,5 - 1,5	1,5 - 2,5	2,5 - 3	3 - 5	0,1 - 0,75	0,75 - 2	2 - 2,5	2,5 - 5
C_{s2}	0,1 - 9	--	--	--	--	-	--	--	-
	9 - 10	-	=	--	--	-	--	--	-
	10 - 13	-	=	=	-	--	+	+	-
	13 - 20	-	+	--	--	--	+	+	-
C_{s1}	0,1 - 0,75	--	--	=	+	/			
	0,75 - 2	--	=	-	-				
	2 - 2,5	-	-	+	+				
	2,5 - 5	-	-	-	-				

Afin de souligner le dernier effet conjugué des constantes du modèle d'atomisation sur la pénétration, la Figure 3.2c présente celle de C_{s1} et C_{b2} . Cette surface en forme de dôme dépeint une variation plus faible que les autres combinaisons de variables, montrant que l'interaction est moins significative entre ces constantes. Comme montré dans la partie inférieure gauche du Tableau 3.6, la combinaison de ces constantes n'amène aucune tendance générale. La pénétration est inférieure pour n'importe quelle variation de C_{s1} avec de faibles valeurs de C_{b2} (entre 0,5 et 2,5). De plus, pour de grandes valeurs de C_{s1} , n'importe quelle variation de C_{b2} se traduit par une pénétration plus faible.

L'impact des constantes du modèle sur la taille des gouttes est évalué grâce aux surfaces de réponses des diamètres moyens (DMG et SMD). Par soucis de brièveté, seule la surface traduisant l'effet conjugué de C_{b2} et C_{s2} est présentée dans la Figure 3.2d étant donné que les effets de C_{b2} et C_{s1} ou C_{s1} et C_{s2} sur les diamètres moyens sont similaires en forme et en amplitude. Comme dans le cas de la pénétration, les surfaces de réponses peuvent être représentées à la

fin de la simulation uniquement grâce aux faibles variations de forme et d'amplitude après la fin de l'injection.

Comme vu sur les résultats de l'écart type de la pénétration, les deux constantes interagissent sur les diamètres moyens (SMD et DMG). Globalement, la variation maximale du SMD intervient entre 42 et 68 μm , alors que le DMG calculé est compris entre 4 et 17 μm . A partir de ces valeurs, il faut noter que le SMD et DMG ont des évolutions contraires, ce qui pourrait aussi être vérifié sur les surfaces représentant les effets de C_{b2} versus C_{s1} et C_{s1} versus C_{s2} , et peut être interprété comme une homogénéisation du diamètre des gouttes. Une autre caractéristique importante est que, dans tous les cas présentés, la prédiction du diamètre de goutte le plus petit est lié à la pénétration maximale, provenant d'une force de traînée plus faible qui se traduit par une perte de la quantité de mouvement des gouttes plus faible. Concernant l'interaction des constantes, de très faibles valeurs des constantes tendent à inhiber l'influence de l'autre constante étant donné que C_{s2} implique des variations de 4 μm et de 2 μm sur le DMG pour C_{b2} . Ce dernier cas suggère que le plus petit temps caractéristique de la fragmentation associé à chaque constante devient le mode de fragmentation dominant. Au contraire, la valeur élevée d'une des constantes entraîne une influence plus importante de l'autre constante, ce qui confirme l'interaction soulignée auparavant. Ceci dit, quand un mode d'atomisation prend plus de temps pour se produire, l'autre mode d'atomisation devient dominant. Puisque les effets de C_{b2} versus C_{s1} et C_{s1} versus C_{s2} sur le SMD et DMG sont identiques à ceux de la figure analysée précédemment, les mêmes conclusions peuvent être appliquées.

3.4.2 Influence des constantes du modèle de KHRT

Les effets des constantes du modèle KHRT ont été évaluées suivant la même procédure. Dans ce cas, l'analyse est menée sur quatre constantes à cause du manque de simplifications possible. Chaque constante étudiée, B_0 , B_1 , C_3 et C_t , a une influence directe sur son type d'instabilité respectif, la lettre B correspondant aux instabilités de Kelvin-Helmholtz (KH) et C aux instabilités de Rayleigh-Taylor (RT).

La Figure 3.3a présente l'influence des constantes de KH, B_0 et B_1 , sur l'écart relatif de la pénétration tel que défini par l'équation (3.23). L'influence de ces deux constantes sur la pénétration est faible avec une variation maximale de 4%, illustrant que le processus d'atomisation est dominé par les instabilités RT. L'ascendance du mode RT est induite par le régime de fragmentation catastrophique qui a lieu proche de l'injecteur à cause de la vitesse importante des gouttes dépassant 400 m/s.

La Figure 3.3b décrit l'influence des constantes B_0 et C_3 qui contrôlent, respectivement, le critère d'atomisation du mode KH et du mode RT. D'abord, il doit être noté que B_0 a une influence plus faible que C_3 étant donné qu'elle produit une variation maximale de 15% comparée aux 42% introduit par C_3 , ce qui suggère encore que le mode RT est dominant. De plus, le Tableau 3.7 détaille les tendances produites par les variations des constantes et montre que la tendance générale est de réduire la pénétration pour de faibles valeurs de C_3 respectivement à sa valeur par défaut. D'un autre côté, une augmentation de cette dernière amène une augmentation de la pénétration. Ces deux effets pouvaient être attendus des équations (3.11) et (3.21) étant donné que le diamètre stable est réduit (ou respectivement augmenté) et donc, favorise (ou respectivement réduit) la perte de quantité de mouvement associée. Dans le cas de B_0 , une diminution se traduit par une réduction de la pénétration, comme observé précédemment avec C_3 . Cet effet pourrait provenir d'une augmentation du diamètre de goutte induit par une augmentation du diamètre stable du mode KH, qui augmenterait la traînée des gouttes et donc, favoriserait la perte de quantité de mouvement.

Les résultats concernant les effets de B_1 et C_3 sont similaires en forme et en amplitude à l'interaction entre B_0 et C_3 . Par soucis de brièveté, ceci n'est pas présenté ici mais le Tableau 3.7 fournit l'effet général et les conclusions précédentes sont pleinement applicables avec ces constantes.

La Figure 3.3c présente l'influence de B_0 versus C_t et montre, comme pour la Figure 3.3b, que B_0 a beaucoup moins d'influence sur la pénétration que C_t (i.e. un maximum de 4% contre un maximum de 25%), confirmant que les instabilités de RT sont dominantes. Donc, B_0 peut être

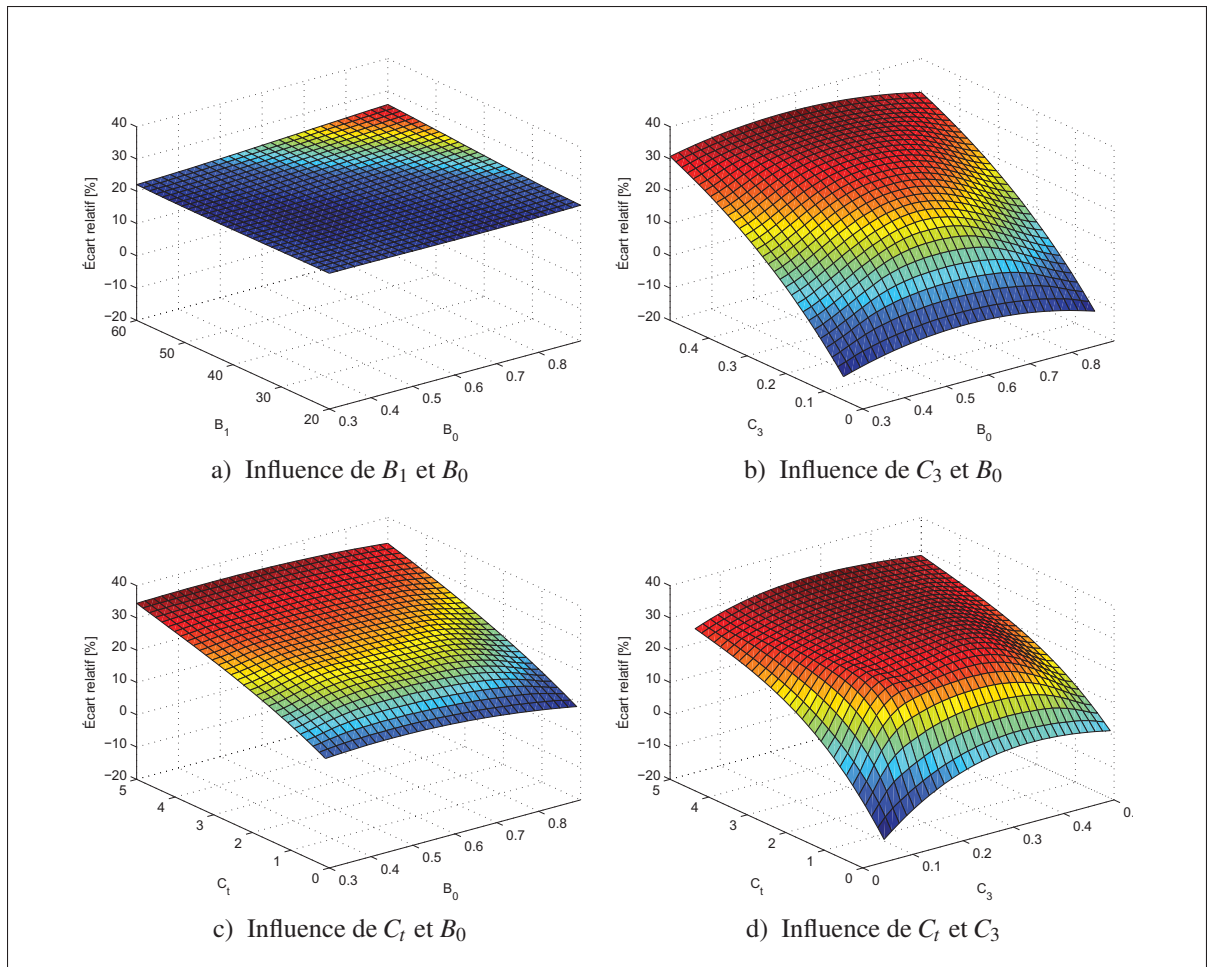


Figure 3.3 Influence des constantes du modèle de KHRT sur l'écart relatif entre les pénétrations numériques et expérimentales ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

exclu du processus de calibration afin de réduire le coût de calibration du modèle lorsque de fortes différences de pression entre l'injection et le milieu ambiant (ici, entre 700 et 15 bar) sont utilisées en milieu non-évaporatif. L'analyse de l'influence de C_t effectuée avec le Tableau 3.7, montre qu'une augmentation de la constante par rapport à sa valeur par défaut (i.e. 1) se traduit par une augmentation de la pénétration, alors qu'une diminution de cette constante diminue la pénétration. En effet, le temps caractéristique suit les mêmes tendances lorsque C_t varie (voir l'équation (3.12)). Par conséquent, une augmentation de la constante augmente le temps caractéristique et la perte de quantité de mouvement qui est associée à cette fragmentation

est retardée, ce qui augmente la pénétration. L'interaction entre B_1 et C_t a un comportement similaire à celui de B_0 et C_t décrit plus haut, donc les mêmes conclusions peuvent être tirées.

Pour finir, la Figure 3.3d dépeint l'influence de C_3 et C_t sur la réponse numérique, le Tableau 3.7 détaille les tendances obtenues. La caractéristique la plus visible est que, pour des valeurs de C_t comprises entre 1,5 et 5 et de C_3 entre 0,1 et 0,4, les effets des constantes diminuent pour atteindre environ 4% de variation. D'un autre côté, avec de faibles valeurs des constantes, leur influence combinée augmente jusqu'à atteindre un maximum de 25%. Cet effet peut être prédit puisque de faibles valeurs de ces constantes induisent un diamètre stable des gouttes plus faible (voir l'équation (3.11)) et un plus faible temps caractéristique (voir l'équation (3.12)), résultant en une fragmentation plus forte intervenant plus tôt avec la perte de quantité de mouvement qui lui est associée.

Tableau 3.7 Tendances du modèle de KHRT sur la pénétration : les signes =, +, -, - - représentent respectivement une stagnation, une légère augmentation, une légère diminution, une forte diminution de la pénétration, par rapport à la calibration par défaut. Cette dernière est 0,6, 40, 0,2, et 1 pour, respectivement, B_0 , B_1 , C_3 , et C_t . ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

		B_0		B_1		C_3			
		0,3 - 0,6	0,6 - 0,9	20 - 40	40 - 60	0,05 - 0,1	0,1 - 0,15	0,15 - 0,4	0,4 - 0,5
C_t	0,1 - 1	-	-	-	-	--	--	--	--
	1 - 1,2	+	+	+	+	--	--	--	--
	1,2 - 4	+	+	+	+	-	-	=	-
	4 - 5	+	+	+	+	+	+	+	+
C_3	0,05 - 0,1	-	-	-	-	/			
	0,1 - 0,15	+	+	+	+				
	0,15 - 0,4	+	+	+	+				
	0,4 - 0,5	+	+	+	+				

En plus de la pénétration du jet de carburant, les résultats en terme de diamètre moyen des gouttes sont aussi visualisés à la fin de l'injection et sont présentés sur la Figure 3.4. La Figure 3.4a présente l'influence de B_0 et B_1 sur le SMD et le DMG. Ces deux constantes démontrent une faible interaction sur les deux diamètres moyens. En particulier, il doit être noté que dans la région de fortes valeurs des deux constantes, les diamètres moyens ne rencontrent aucune variation significative comme dans le cas de la pénétration. Une autre caractéristique

particulière est que le minimum du SMD intervient pour des valeurs des constantes très proche de celles par défaut, démontrant que la calibration de ces constantes ne devrait pas entraîner une quelconque amélioration du diamètre des gouttes.

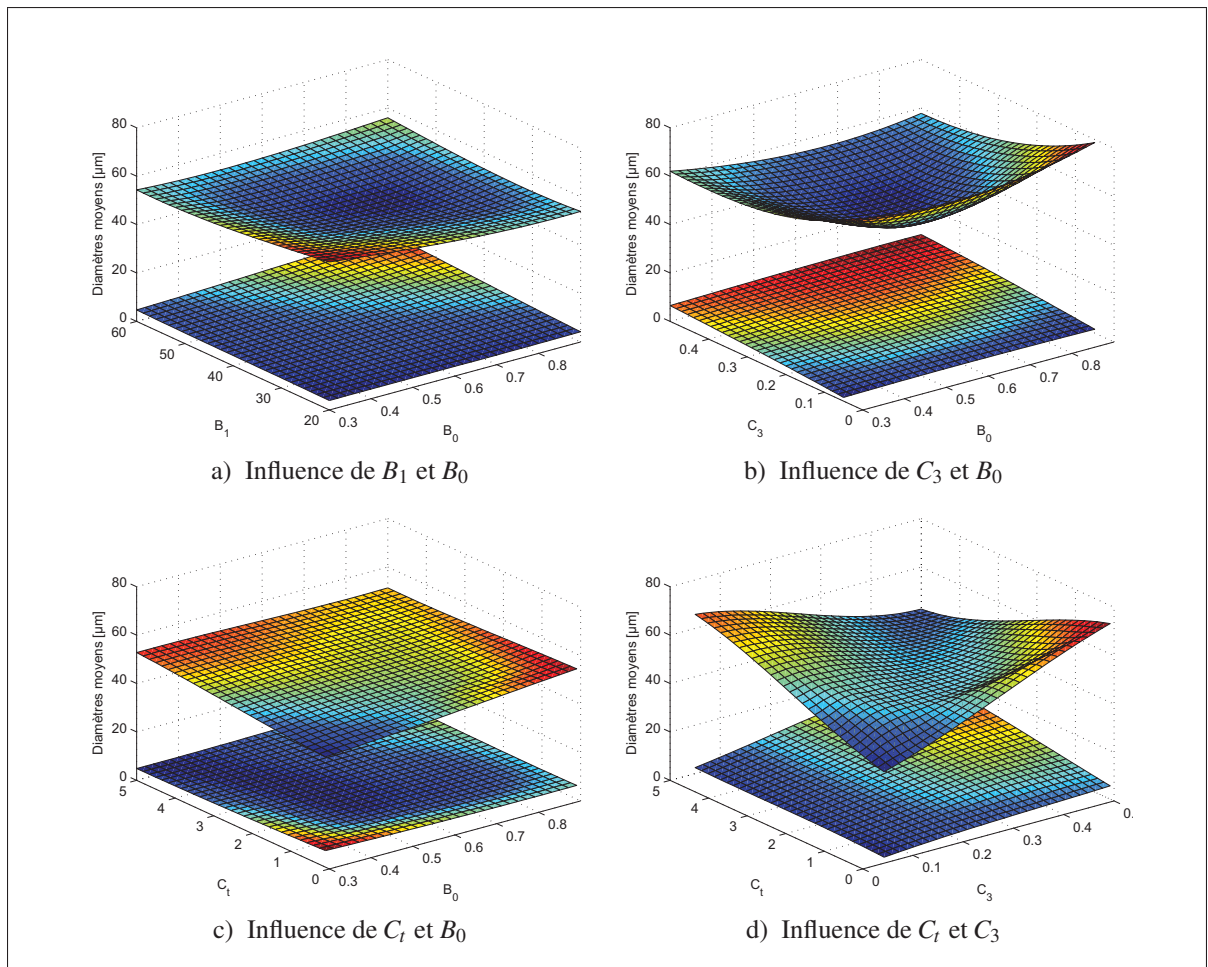


Figure 3.4 Influence des constantes du modèle de KHRT sur le SMD et DMG à la fin de la simulation (6200µs). La surface supérieure correspond au SMD tandis que celle inférieure est le DMG. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

L'analyse de la Figure 3.4b, représentant l'influence de B_0 versus C_3 , serait aussi applicable aux effets de B_1 et C_3 , étant donné que leurs formes et amplitudes sont équivalentes. Comme pour la pénétration, la constante C_3 est dominante sur les variations du SMD et du DMG, confirmant que la fragmentation du type RT est dominante sur l'ensemble du jet de carburant. Cet aspect

est particulièrement visible pour des valeurs de C_3 entre 0,05 et 0,3. Ici aussi, le minimum du SMD est atteint pour des valeurs de constantes proches de celles par défaut, comme dans le cas des constantes B_0 et B_1 .

La Figure 3.4c décrit l'influence de B_0 et C_t et mène à des conclusions applicables à l'influence de B_1 et C_t . Tout comme pour la pénétration, B_0 a seulement un faible effet sur le SMD et le DMG (respectivement 7 μm et 2 μm). Cependant, la constante C_t a aussi un effet négligeable sur les diamètres moyens, faisant évoluer le SMD d'au plus 7 μm et le DMG de 2 μm .

La Figure 3.4d présente l'influence des constantes C_3 et C_t sur les diamètres moyens du jet complet. Comme pour la pénétration, ces constantes semblent affecter significativement les diamètres moyens en les faisant évoluer de 29 μm pour le SMD et de 15 μm pour le DMG. Combiner le maximum d'une constante et le minimum de l'autre constante maximise le SMD, alors que la combinaison des extrêmes des deux constantes minimise le SMD. Ces deux constantes, C_3 et C_t , sont donc dominantes tant sur les diamètres moyens que sur la pénétration liquide.

3.4.3 Calibrations optimales des modèles

L'étude de l'influence des constantes permet la détermination de la calibration optimale des modèles de fragmentation par rapport aux données expérimentales. Pour cela, la calibration optimale est basée sur l'objectif de prédire la pénétration du jet de carburant en régime transitoire. Idéalement, le critère de calibration devrait inclure des informations sur le diamètre des gouttes tels que les diamètres moyens présentés précédemment, ce qui n'est pas réalisable dans le cadre de cette étude de part le manque de données expérimentales. Toutefois, une méthode d'analyse du plan d'expérience permet de construire une équation polynomiale. Un polynôme est obtenu par la minimisation de l'erreur en se basant sur (1) le coefficient de régression, (2) l'erreur des moindres carrés, et (3) l'écart entre les valeurs des simulations numériques et les mêmes points calculés par le polynôme. Ensuite, en utilisant ce polynôme, l'écart relatif est calculé pour chaque pas de temps sur tout le domaine défini par les bornes du plan d'expérience de la Section 3.3. Une liste de calibrations optimales potentielles est dressée et inclut

celles donnant un écart relatif maximum de 2%, la calibration définitive étant celle qui satisfait ce critère sur le plus de pas de temps possible. Avec cette méthode, une calibration optimale a été directement obtenue pour le modèle de R&D alors que, dans le cas du modèle KHRT, cela mène à une bonne approximation de la dite calibration mais nécessite quelques simulations supplémentaires. Les deux calibrations sont présentées dans le Tableau 3.8, qui montre une différence significative pour C_{b2} et C_{s2} du modèle de R&D, mais aussi pour C_3 et C_t du modèle KHRT, en comparaison avec les valeurs par défaut présentées dans les Tableaux 3.1 et 3.2.

Tableau 3.8 Calibrations optimales des modèles de R&D et KHRT avec les valeurs par défaut rappelées entre parenthèse ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

Modèle de R&D	C_{b1} 12 (12)	C_{b2} 5 (2)	C_{s1} 1,98 (1)	C_{s2} 2,52 (20)
Modèle KHRT	B_0 0,61 (0,61)	B_1 40 (40)	C_3 0,05 (0,2)	C_t 1,55 (1)

Il doit être noté que la calibration de C_{b2} dans le modèle de R&D et de C_3 dans le modèle KHRT appartiennent aux frontières du plan d'expérience, ce qui pourrait amener à conclure que les valeurs optimales obtenues ici ne sont pas indépendantes de l'utilisateur. En revanche, suite à l'obtention de la calibration optimale des deux modèles, des essais ont été effectués à l'extérieur des frontières du plan d'expérience et ne montre aucune amélioration des réponses des modèles, ce qui est consistant avec les conclusions issues des surfaces de réponses présentées dans les Sections 3.4.1 et 3.4.2. En effet, dans le cas du modèle de R&D, les Figures 3.2a et 3.2c montrent que C_{b2} a une faible influence (environ 5%) sur la pénétration pour des valeurs autour de 5. Dans le cas du modèle KHRT, les Figures 3.3b et 3.3d montrent que de faibles variations de C_3 impliquent une décroissance significative de la pénétration, ce qui ne peut pas améliorer la prédiction de la pénétration déjà obtenue avec la calibration optimale du Tableau 3.8.

Les calibrations optimales fournissent les courbes de pénétration présentées sur la Figure 3.5. D'abord, il faut noter que les prédictions obtenues avec les deux modèles pendant la durée

d'ouverture de l'aiguille (temps inférieur à 1200 μs) sont égales mais présentent un écart avec les données expérimentales. Cette différence montre les difficultés de prédire la phase initiale du jet de carburant, également identifiées par Turner *et al.* (2012) et Battistoni *et al.* (2015, 2016). Après la fin de l'injection, les différences entre les deux modèles restent contenues dans l'erreur expérimentale.

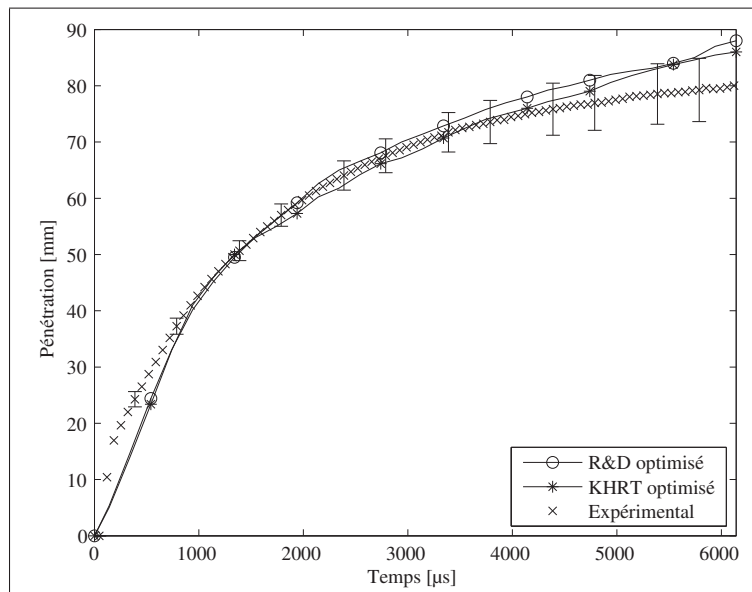


Figure 3.5 Courbes de pénétration expérimentale et numériques avec les calibrations optimales des modèles ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

De plus, même si les diamètres moyens ne sont pas inclus dans les critères de détermination de la calibration optimale, ils permettent de vérifier la cohérence des solutions obtenues. L'évolution temporelle du SMD global du jet de la Figure 3.6 présente des différences entre les deux modèles d'atomisation. Le modèle KHRT offre un meilleur accord que le modèle de R&D lorsque l'on compare avec les résultats de la littérature (Battistoni et Grimaldi, 2012; Desantes *et al.*, 2009; Fu-shui *et al.*, 2008; Lee *et al.*, 2006), principalement à cause des fortes variations de SMD obtenues avec le modèle de R&D pendant la période d'injection. Comme cela a été montré dans la Section 3.2, le modèle de KHRT a été créé pour prendre en compte le régime de fragmentation catastrophique qui produit une plus forte fragmentation, tel que l'on peut l'ob-

server après la fin de l'injection (1200 μs) grâce aux valeurs de SMD du modèle KHRT plus faibles montrées par la Figure 3.6 et le Tableau 3.9 présentant les SMD et DMG à la fin de la simulation.

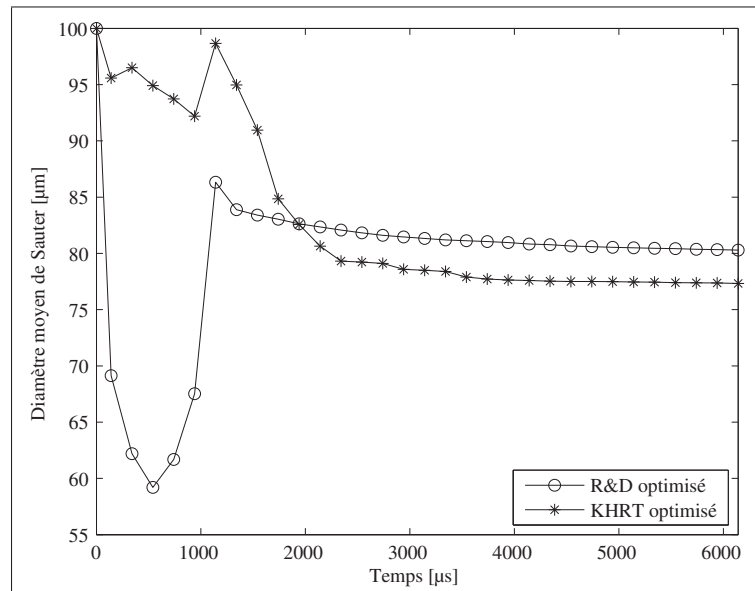


Figure 3.6 Évolution temporelle du SMD total avec les calibrations optimales des modèles ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

Les résultats numériques sont alors comparés avec les résultats expérimentaux de Dernet *et al.* (2012) qui a mesuré le SMD avec le même injecteur modélisé ici pour des temps d'injection de 8000 μs . Les mesures ont été prises à la périphérie du jet de carburant, 50 mm en dessous de l'injecteur et à 9 mm de l'axe central du jet. Les données expérimentales ainsi obtenues ont été moyennées sur 2000 μs sous les mêmes conditions de pression et un SMD d'environ 12 μm a été obtenu. En revanche, la reproduction exacte de cette procédure sur les résultats numériques présente certaines difficultés à cause du manque de gouttes numériquement résolues, environ 4000 contre plusieurs millions expérimentalement (Apte *et al.*, 2009; Elmtoft *et al.*, 2015). Cette difficulté a été contournée en effectuant le calcul du SMD numérique sur une surface plus étendue durant toute l'injection, d'environ 100 mm^2 contre 78 mm^2 expérimentalement. À l'issue de cet ajustement, les résultats présentés dans la partie droite du

Tableau 3.9 montrent que les prédictions numériques du SMD par les deux modèles sont en accord avec Dernette *et al.* (2012), même si le DMG et le SMD prédits par le modèle de KHRT sont inférieurs à ceux du modèle de R&D.

Tableau 3.9 Diamètres moyens pour les calibrations optimales des deux modèles à la fin de la simulation (6200 μs) ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

Global	DMG [μm]	SMD [μm]	Local	DMG [μm]	SMD [μm]
Modèle R&D	1,9	80	Modèle R&D	3,1	10
Modèle KHRT	2,0	77	Modèle KHRT	1,9	7,5

Les deux modèles fournissent donc des prédictions quantitatives équivalentes du jet de carburant. Cependant, il existe certaines différences dans les formes du jet obtenues, qui sont présentées dans les parties droites des Figures 3.7a, 3.7b, 3.8a et 3.8b pour, respectivement, le modèle de R&D et KHRT à la fin de l'injection (1200 μs) et à la fin de la simulation (6200 μs). A la fin de l'injection (Figure 3.7a), le modèle de R&D présente une forte concentration de gouttes sur l'axe de l'injecteur avec une faible diffusion radiale, normalement apparente dans les jets de carburant (Baumgarten (2006); Stiesch (2003)). Au contraire, au même instant (Figure 3.8a), la prédiction du modèle KHRT fournit qualitativement une meilleure forme du jet de carburant, qui est due à une diffusion radiale des gouttes plus importante. Ce meilleur accord du modèle KHRT est aussi visible lors de la comparaison de la Figure 3.8a avec la Figure 3.9, représentant le jet expérimental moyen obtenu à partir de 100 images différentes. Le manque de diffusion radiale du modèle de R&D est aussi visible à la fin de la simulation sur la Figure 3.7b en comparant au cas du modèle KHRT, présenté sur la Figure 3.7b. Ceci, couplé à l'évolution temporelle irréaliste du SMD prédit par le modèle de R&D de la Figure 3.6, conduit à retenir le modèle KHRT pour les simulations des chapitres suivants.

3.4.4 Entraînement d'air

L'entraînement d'air induit par le jet de carburant simulé avec les calibrations optimales est aussi évalué dans les Figures 3.7 et 3.8 étant donné le rôle important qu'il joue dans le processus

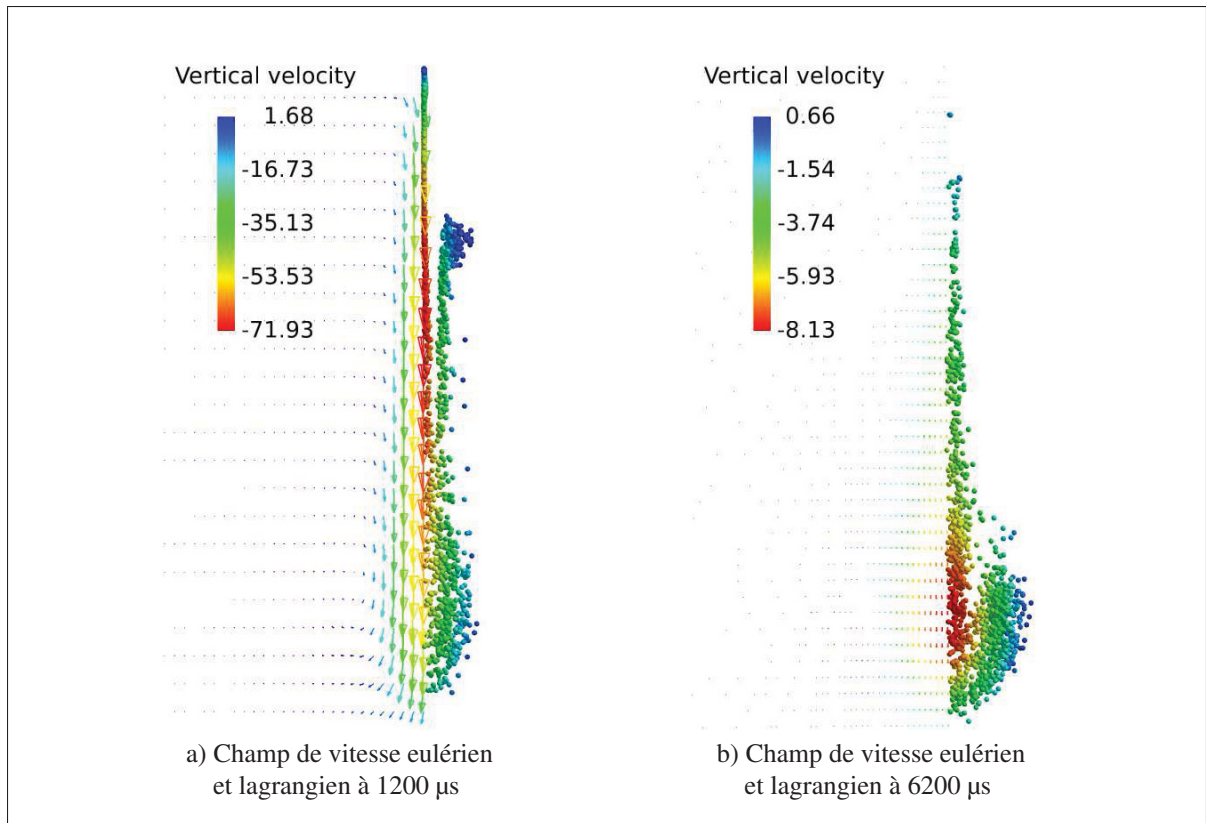


Figure 3.7 Évolution du jet de carburant et de l'air entraîné à la fin de l'injection (1200 μs) et de la simulation (6200 μs) pour le modèle de R&D. ($P_{inj} = 700 \text{ bar}$, $P_{amb} = 15 \text{ bar}$, $T_{amb} = 298 \text{ K}$)

de mélange air-carburant dans un moteur diesel. Les parties gauche des Figures 3.7a, 3.7b, 3.8a et 3.8b présentent les champs de vitesse de l'air entraîné obtenus par les deux modèles d'atomisation à la fin de l'injection (a) (1200 μs) et de la simulation (b) (6200 μs). Dans les deux cas, les écoulements d'air entraînés sont équivalents en se basant sur leur forme et leur vitesse verticale, qui est la composante la plus importante dans cette application.

D'un point de vue quantitatif, Choi et Choi (2005), Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010) ont déterminé expérimentalement le débit massique d'air entraîné par jet de carburant diesel, le dernier auteur utilisant des conditions très similaires en termes de pression d'injection et ambiante à celles utilisées dans la présente étude, mais avec un diamètre de buse de l'injecteur légèrement différent (113 μm contre 100 μm ici) et de longues durées d'injection (4000 μs contre 1200 μs ici). Dans ces travaux, les auteurs définissent une surface conique entourant

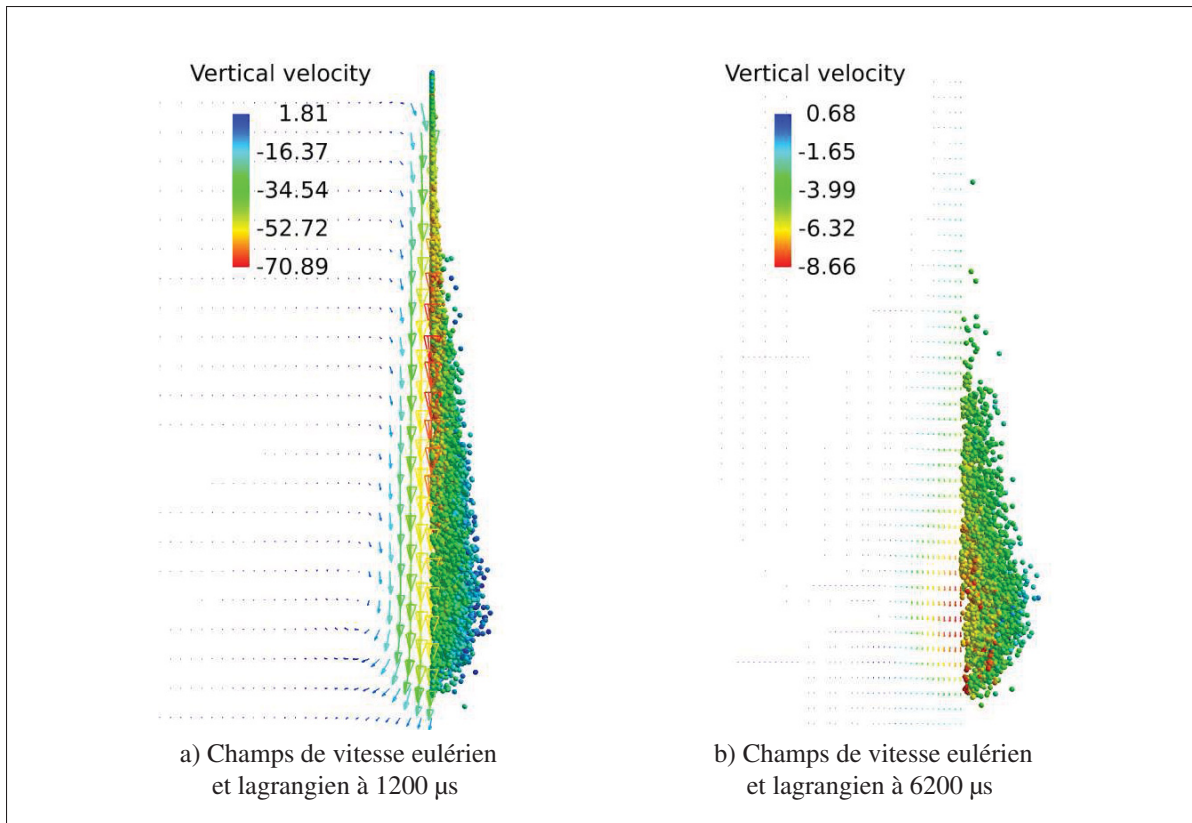


Figure 3.8 Évolution du jet de carburant et de l'air entraîné à la fin de l'injection (1200 μs) et de la simulation (6200 μs) pour le modèle de KHRT. ($P_{inj} = 700$ bar, $P_{amb} = 15$ bar, $T_{amb} = 298$ K)

le jet de carburant pour permettre le calcul du débit massique d'air entraîné traversant cette surface. Choi et Choi (2005) déplacent radialement la surface extérieure du jet de carburant de 2 mm et calculent le débit massique d'air sur une portion du cône représentant 70% de la pénétration à partir de l'orifice de sortie de l'injecteur. Quant à eux, Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010) ont utilisé une position arbitraire pour le cône tout en montrant que ces dimensions (rayon de la base du cône contenant la buse de l'injecteur et son angle) ont seulement une faible influence sur l'entraînement d'air calculé.

Une méthode similaire est utilisée ici en définissant une surface conique fictive où la vitesse totale est égale à 1% de la vitesse maximale de l'écoulement. Le débit massique traversant cette surface est calculé sur 70% de la pénétration, comme Choi et Choi (2005) l'ont proposé. Les résultats obtenus pour les caractéristiques du cône d'entraînement d'air pour chacun des

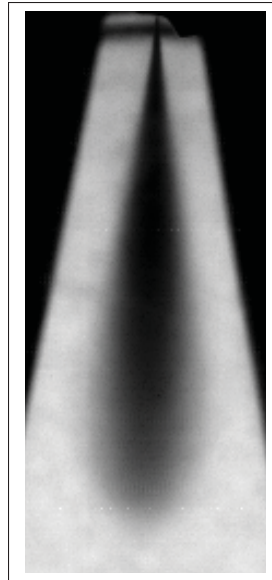


Figure 3.9 Jet moyen expérimental à 1200 μs (Tetrault *et al.*, 2015)

modèles d'atomisation à la fin de l'injection, afin d'avoir des conditions les plus proches possibles des références, sont présentés dans le Tableau 3.10. Ces résultats sont très similaires aux résultats de Choi et Choi (2005), Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010), permettant donc de valider l'utilisation du critère de 1% sur la vitesse maximale de l'écoulement. Ensuite, le calcul

Tableau 3.10 Caractéristique du cône d'entraînement d'air numérique comparé aux données expérimentales de Sepret (2009)

	Rayon [mm]	Angle [°]
Modèle de R&D	1,8	9,7
Modèle KHRT	1,9	11
Expérimental (Sepret, 2009)	2 - 18	2 - 20

du débit massique d'air entraîné \dot{m}_e traversant cette surface permet de déterminer le taux de mélange cumulé T_c défini par l'équation (3.24).

$$T_c = \dot{m}_e / \dot{m}_c \quad (3.24)$$

Où \dot{m}_c le débit massique de carburant à l'instant considéré. Ce taux T_c est présenté sur la Figure 3.10 comme une fonction de la distance z prise à partir de l'orifice de sortie de l'injecteur adimensionnée par le diamètre de l'orifice D_{inj} , tel que présenté dans l'équation (3.25).

$$z_{adim} = z/D_{inj} \quad (3.25)$$

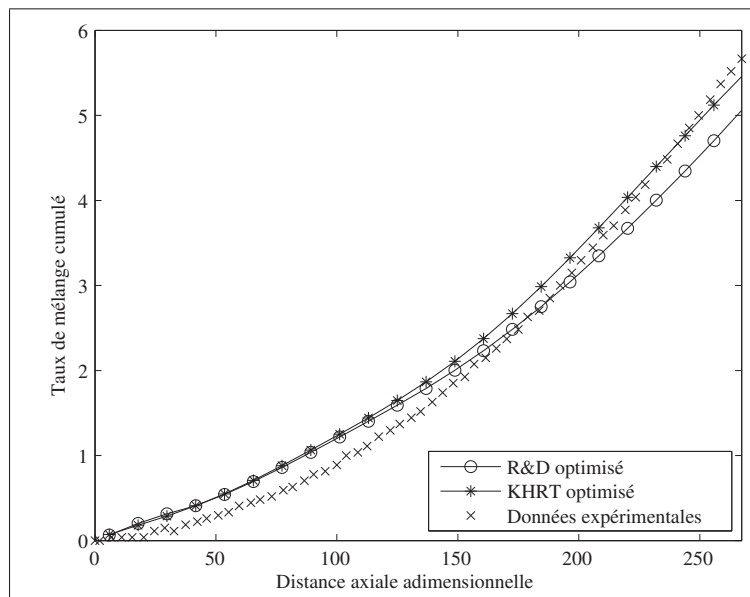


Figure 3.10 Évolution numérique du taux de mélange cumulé en fonction de la distance axiale adimensionnelle comparé avec les données expérimentales de Sepret (2009)

Les caractéristiques de l'écoulement engendré par les deux modèles d'atomisation sont similaires. Proche de l'injecteur, les prédictions sont identiques, mais une différence apparaît en s'éloignant de cette position. Il faut noter que cette différence n'excède jamais 10% entre les deux modèles de jets. De plus, la Figure 3.10 présente les résultats expérimentaux obtenus par Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010), ce qui montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques obtenus avec les calibrations optimales. Sepret (2009) a montré que cette courbe peut être divisée en deux phases. Durant la première, un état transitoire peut être observé et correspond à l'échange de quantité de mouvement entre le jet de carburant et

l'air ambiant. Cette phase perdure jusqu'à une distance adimensionnelle Z_{adim} de 100, position après laquelle un régime linéaire est identifié où les échanges entre le jet de carburant et l'entraînement d'air semblent s'équilibrer. Dans les simulations numériques présentées sur la Figure 3.10, la transition entre ces deux phases s'accomplit pour une distance Z_{adim} de 160 pour les deux modèles. Cette différence peut être attribuée aux différences de conditions de fonctionnement. En effet, les résultats expérimentaux de Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010) sont obtenus pour de longues injections stationnaires (4000 μs) qui permettent au mouvement de l'air d'être pleinement initialisé proche de l'injecteur. Au contraire, les conditions simulées ici impliquent un temps d'injection plus de trois fois plus petit (1200 μs), ce qui pourrait ne pas initier complètement le mouvement proche de l'injecteur retardant ainsi l'apparition de l'équilibre d'échange de quantité de mouvement entre les deux phases.

3.5 Extension des résultats à haute pression

Les résultats précédents ont montrés que l'utilisation d'une méthode de plan d'expérience permet l'obtention de bon résultats pour une pression d'injection de référence de 700 bar. Cependant, une étude de jet de carburant complète implique l'utilisation de différentes conditions d'injection telles que les pressions d'injection et ambiante. Étant donné que la modification du différentiel de pression influence la pénétration du jet de carburant, la calibration optimale obtenue dans la Section 3.4.3 échouera très probablement quand il s'agira de prédire les pénétrations avec de nouvelles pressions. Pour illustrer ceci, la Figure 3.11 présente les courbes de pénétrations expérimentales et numériques du modèle KHRT obtenues avec des pressions d'injection de 900 et 1300 bar en utilisant la calibration optimale de la Section 3.4.3 et illustre le besoin de calibrer pour chaque pression. Il faut noter que les courbes de pénétration à 900 et 1300 bar sont représentées, respectivement, pour 5000 μs et 3500 μs car les jets expérimentaux atteignent les limites du hublot de la chambre à volume constant (Tetrault *et al.*, 2015).

À partir des courbes de pénétration de la Figure 3.11, les différences relatives moyennes entre les résultats expérimentaux et numériques sont de 6.75% et 14.4% pour, respectivement, 900 et 1300 bar. La même méthode des plans d'expérience pourrait être appliquée pour déterminer les

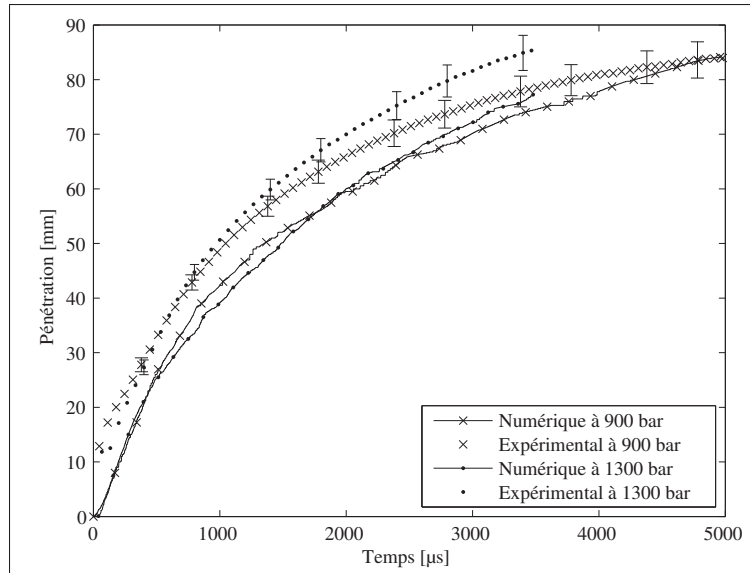


Figure 3.11 Courbes de pénétration expérimentales de Tetrault *et al.* (2015) et numériques pour des pression de 900 bar et 1300 bar avec les calibration par défaut des modèles

calibrations optimales du modèle KHRT pour ces pressions, mais cette méthode est coûteuse en termes de temps et de ressources de calcul, comme vu dans les sections précédentes. Pour palier à ce désavantage, il est proposé ici d'utiliser les résultats obtenus à 700 bar pour calibrer le modèle KHRT à 900 et 1300 bar avec une correction.

Pour cela, les formes de surfaces de la Section 3.4.2 sont supposées indépendantes de la pression, et les constantes B_0 et B_1 ne seront pas considérées pour la calibration du modèle étant donné qu'elles ne fournissent aucune amélioration de la pénétration. Toutefois, les constantes C_3 et C_t peuvent être prises en compte pour la calibration à cause de leur plus grande influence sur la pénétration du jet de carburant. L'hypothèse principale est que l'amplitude et l'écart relatif d'une constante à l'autre dépendent de la vitesse du jet et du diamètre des gouttes initiales. Cette vitesse est directement proportionnelle à la pression d'injection d'après l'équation de Bernouilli appliquée à la sortie de l'orifice, tel qu'exprimé dans l'équation (3.26).

$$u_{inj} \propto \sqrt{P_{inj} - P_{amb}} \quad (3.26)$$

Où u_{inj} est la vitesse d'injection, P_{inj} la pression d'injection et P_{amb} la pression ambiante. Parce que P_{inj} est très grand (de 700 bar à 1300 bar) devant P_{amb} (15 bar), cette dernière est négligée. À partir de ces hypothèses, les équations du modèle KHRT associées avec les constantes C_3 et C_t ont été simplifiées à partir de la formulation de Baumgarten (2006), qui montre que la constante C_3 dépend de la vitesse des gouttes et du diamètre stable de celles-ci tel que décrit dans l'équation (3.27).

$$C_3 \propto \frac{u_r}{D_{g,stable,RT}^{1.5}} \propto \frac{\sqrt{P_{inj}}}{D_{g,stable,RT}^{1.5}} \quad (3.27)$$

D'un autre côté, C_t montre une formulation plus complexe où P_{inj} n'est pas un terme prépondérant et, par conséquent, seule la variation de la constante C_3 est corrigée pour différentes pressions d'injection alors que C_t reste constante. L'équation (3.27) indique que C_3 est inversement proportionnel au diamètre de la goutte avec une puissance de 1,5. L'influence de P_{inj} sur le diamètre des gouttes est déterminé à partir de la corrélation empirique d'Elkotb (1982) présenté par l'équation (3.28) qui montre que le SMD est proportionnel à $P_{inj}^{-0,54}$, P_{amb} étant supposée négligeable.

$$SMD = 3,08 \times 10^6 (P_{inj} - P_{amb})^{-0,54} \rho_a^{0,06} \rho_c^{0,737} \mu_c^{0,385} \sigma_c^{0,737} \quad (3.28)$$

La combinaison de cette proportionnalité du SMD avec l'équation (3.27) permet de conclure que la constante C_3 est proportionnelle à $P_{inj}^{1,31}$, tel que présenté par l'équation (3.29).

$$C_3 \propto \frac{\sqrt{P_{inj}}}{(P_{inj}^{-0,54})^{1,5}} \propto \frac{\sqrt{P_{inj}}}{P_{inj}^{-0,81}} \propto P_{inj}^{1,31} \quad (3.29)$$

Basé sur ce développement, les corrections de 6,75% et 14,4% identifiées précédemment avec la calibration optimale à 700 bar sont divisées, respectivement, par les ratios des pressions 900/700 et 1300/700 à la puissance 1,31, pour finalement obtenir des corrections respectives de 4,82% et 6,40% sur le cas initial à 700 bar. Basé sur ces corrections et en utilisant la Figure 3.3 à 5000 et 3500 μ s pour respectivement le cas à 900 et 1300 bar, des nouvelles valeurs

de la constante C_3 égales à, respectivement, 0,065 et 0,08 sont trouvées. Toutes les valeurs importantes menant à cette conclusion sont résumées dans le Tableau 3.11.

Tableau 3.11 Influence de C_3 à 900 bar et 1300 bar

Pression d'injection [bar]	900	1300
Objectif [%]	6,75	14,4
Rapport de pression	1,29	1,86
Facteur de correction	1,40	2,25
Objectif corrigé à 700 bar [%]	4,82	6,40
Nouvelle valeur de C_3	0,065	0,08

En utilisant ces valeurs de C_3 corrigées, des simulations ont été effectuées et les nouvelles courbes de pénétration obtenues sont présentées dans la Figure 3.12 et montrent une bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

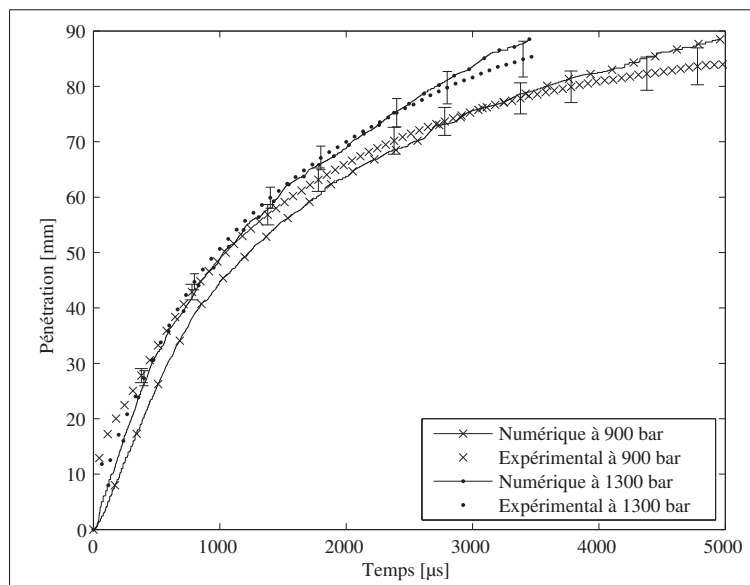


Figure 3.12 Courbes de pénétration expérimentales de Tetrault *et al.* (2015) et numériques pour des pression de 900 bar et 1300 bar avec les calibrations optimales des modèles

3.6 Bilan du chapitre

Ce chapitre a permis de remplir le premier sous-objectif consistant à choisir un modèle de fragmentation et en calibrer les constantes. Ce but a été atteint grâce à la proposition d'une nouvelle méthode de calibration reposant sur une méthode de plan d'expérience pour un cas de référence, complétée par une méthode d'extrapolation pour des pressions d'injection plus élevées. L'utilisation de ces méthodes a permis, non seulement, de caractériser l'impact des constantes des modèles de fragmentation sur les caractéristiques du jet de carburant mais aussi, de trouver la calibration optimale de chaque modèle dont les prédictions ont pu être comparées afin de retenir celui offrant une description plus réaliste du jet de carburant.

D'abord, le plan d'expérience Box-Behnken a été présenté et les bornes pour chacun des modèles mises en place. Ces plans d'expériences ont été appliqués dans les conditions du cas de référence de cette thèse. Les résultats obtenus ont été présentés sous forme de surfaces décrivant l'influence de deux constantes sur la pénétration obtenue numériquement. Globalement, les surfaces ont mis en évidence une forte interaction entre les constantes qui était jusqu'à présent négligée dans les méthodes de calibration utilisées dans la littérature. Plus particulièrement, dans le cas du modèle de R&D, seules les constantes C_{b2} , C_{s1} et C_{s2} ont été étudiées, la valeur de la constante C_{b1} ayant déjà été largement identifiée dans la littérature. Les trois constantes étudiées ont montré des effets similaires en amplitude avec des interactions peu marquées entre C_{b2} et C_{s1} . Au contraire, dans le cas du modèle KHRT, les quatre constantes ont été étudiées avec une mise en évidence de l'influence prépondérante qu'avaient les constantes C_3 et C_l sur les caractéristiques de la phase lagrangienne, alors que les effets des constantes B_0 et B_1 restaient marginaux.

La seconde partie des travaux de ce chapitre consistait à trouver la calibration optimale à utiliser pour chaque modèle de fragmentation à partir des résultats de la méthode de plan d'expérience. La comparaison des prédictions des deux modèles munis de leur calibration optimale respective a révélé que le modèle KHRT mène à une prédiction plus réaliste du jet de carburant en se basant sur la forme du jet, la pénétration, ainsi que la prédiction du SMD au cours du temps.

Une analyse qualitative des champs des vitesses de la phase eulérienne a montré que les deux modèles fournissent des prédictions équivalentes. Ce dernier point a été appuyé quantitativement par le calcul de l'entraînement d'air à la périphérie du jet de carburant, qui dans les deux cas, a fourni des prédictions similaires aux résultats expérimentaux de la littérature.

Finalement, une relation a été établie afin de trouver la calibration optimale du modèle KHRT pour des pressions d'injection plus élevées (900 et 1300 bar) en se basant sur les résultats obtenus pour le cas de référence à 700 bar. Cette analyse a conduit à l'établissement d'une méthode de recalibration rapide et précise du modèle en fonction de la pression d'injection.

Finalement, les résultats de ce chapitre ont confirmé que la méthode URANS permet une description convenable de la phase lagrangienne mais ne permet pas une description détaillée des caractéristiques locales de l'écoulement de la phase eulérienne nécessaire à la compréhension des interactions entre les deux phases, ce qui constitue l'objectif de cette thèse. La simulation des grandes échelles doit être employée avec une configuration numérique, qui va être évaluée dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE LA SIMILARITÉ ENTRE UN JET DE CARBURANT ET UN JET D’AIR POUR LA VALIDATION DE LA CONFIGURATION NUMÉRIQUE EN SIMULATION DES GRANDES ÉCHELLES

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, il a été montré que l’approche URANS est capable de représenter convenablement les caractéristiques générales des phases lagrangienne et eulérienne, ce qui a permis une étude approfondie de deux modèles de fragmentation. Cependant, une représentation plus détaillée de l’écoulement, et particulièrement de l’entraînement d’air par les gouttes, nécessite l’utilisation de l’approche LES pour la capture d’effets locaux et de variabilité entre les injections (Rutland, 2011). Toutefois, l’emploi de cette approche en association avec les jets de carburant transitoires ne permet pas, actuellement, la validation de la configuration numérique (maillage, schéma de discrétisation et modèle de sous-maille) selon la méthode traditionnellement utilisée en LES (Rutland, 2011). De fait, le choix des configurations numériques utilisées dans la littérature repose sur des critères plus ou moins arbitraires tels que la forme du jet de carburant. Afin de palier partiellement à ces limitations, ce chapitre vise à proposer une méthodologie afin d’évaluer les capacités d’une configuration numérique choisie pour la simulation des grandes échelles de la phase eulérienne du jet de carburant, et ainsi remplir le second sous-objectif de cette thèse. La méthodologie proposée repose sur l’hypothèse qu’il existe une similarité entre la phase eulérienne du jet de carburant et un jet d’air. Cette hypothèse sera détaillée dans la première section de ce chapitre. Ensuite, la configuration numérique et les conditions initiales choisies pour l’étude des jets de carburant seront présentées dans la Section 4.3. Ces conditions seront donc utilisées dans la Section 4.4 pour simuler un jet d’air qui sera comparé à des résultats expérimentaux de la littérature. Finalement à l’aide de cette configuration numérique, la simulation d’un jet de carburant sera présentée dans la Section 4.5 et permettra de confirmer l’hypothèse de similarité faite initialement.

4.2 Méthodologie basée sur l'hypothèse de similarité entre jet de carburant et jet d'air

Une certaine similarité entre un jet de carburant et un jet d'air a été mise en évidence et utilisée tant expérimentalement (Andriani *et al.*, 1996; Wang *et al.*, 2010; Payri *et al.*, 2016), que numériquement avec les approches URANS (Abraham, 1997; Ouellette et Hill, 1999) et LES (Hoyas *et al.*, 2011; Tsang *et al.*, 2014; Tsang et Rutland, 2016). Reposer sur cette hypothèse de similarité a notamment permis l'élaboration de modèles 1D simplifiés de jets de carburant et la validation de résultats CFD pour les mêmes applications.

Plus particulièrement, dans le cadre de validations de modèles LES, un jet plan incompressible ayant un bas nombre de Reynolds (30 000) et un bas nombre de Mach (0,015) a été simulé par Tsang *et al.* (2014) ainsi que Tsang et Rutland (2016), afin de valider le schéma de discrétisation et le modèle de sous-maille qui ont été ensuite utilisés pour la simulation d'un jet de carburant. Cette validation était focalisée sur la comparaison des profils moyens et des fluctuations de la vitesse par rapport à des résultats DNS de la littérature. Les profils de vitesse ont été bien reproduits par la configuration numérique (schéma de discrétisation et modèle de sous-maille) choisie par Tsang *et al.* (2014) ainsi que Tsang et Rutland (2016). Cependant, les conditions initiales utilisées pour ce jet plan gazeux, i.e. un diamètre de 50 mm avec une vitesse d'entrée de 9 m/s donnant un nombre de Reynolds de 30 000 et de Mach de 0,015, ne sont pas adaptées à la validation du jet de carburant simulé par Tsang *et al.* (2014) ainsi que Tsang et Rutland (2016), et particulièrement à celle de l'écoulement de la phase eulérienne entraînée. En effet, l'utilisation d'un injecteur de carburant avec un diamètre de 90 μm et une vitesse d'injection de 550 m/s produit un entraînement d'air avec un diamètre à la base de seulement quelques millimètres et une vitesse maximale d'entraînement de plusieurs centaines de mètres par seconde (voir Chapitre 3 et Sepret (2009)), ce qui donne un nombre de Reynolds supérieur à 10^5 et un nombre de Mach d'environ 0,3 obligeant à prendre en compte les effets de compressibilité.

Afin d'avoir des conditions du jet d'air plus proches de celles du jet de carburant diesel, Hoyas *et al.* (2011) ont simulé un jet rond d'air ayant des conditions initiales correspondant aux ca-

ractéristiques de la phase eulérienne du jet de carburant observées expérimentalement. L'entrée du jet d'air avait alors un diamètre de 2,07 mm et la vitesse du carburant à la sortie de l'injecteur (373,27 m/s) lui était associée. Cette configuration a permis à Hoyas *et al.* (2011) d'étudier les profils de vitesse moyenne selon les directions axiale et radiale en aval de l'injecteur. Cependant, le champ de turbulence n'a pas été rapporté ni analysé alors qu'il joue un rôle prépondérant dans le processus de mélange air-carburant, et que son obtention est l'une des raisons principales justifiant l'emploi de l'approche LES dans les applications de jet de carburant (Rutland, 2011). De plus, l'analyse de la turbulence est généralement utilisée comme un des indicateurs de la qualité d'une résolution LES (Pope, 2000; Sagaut, 2006; Garnier *et al.*, 2009), particulièrement afin de connaître l'influence du modèle de sous-maille sur les caractéristiques du jet de carburant (Rutland, 2011; Zhou *et al.*, 2011, 2013, 2015b).

Dans cette continuité, cette hypothèse de similarité entre les jets de carburant et les jets d'air constitue la base de la méthodologie proposée dans ce chapitre. En effet, une configuration numérique choisie est utilisée, à la fois, pour la simulation du jet de carburant et celle d'un jet d'air ayant des caractéristiques similaires à celles de la phase eulérienne du jet de carburant. À partir des résultats obtenus, la similitude entre les deux écoulements sera étudiée afin de confirmer l'hypothèse de similarité avec le jet d'air statistiquement stationnaire. Ce dernier étant un écoulement canonique, les données expérimentales et numériques disponibles dans la littérature permettent d'évaluer la qualité de résolution plus exhaustivement que dans le cas des jets de carburant. Ces résultats permettront de comprendre, dans le cadre de la simulation LES du jet de carburant, la capacité de résolution ainsi que les limitations associées à la configuration numérique initialement choisie et qui est présentée dans la section suivante.

4.3 Configuration numérique choisie pour les simulations

Afin de respecter au mieux l'hypothèse de similarité décrite dans la section précédente, les conditions initiales du jet d'air sont choisies à partir des caractéristiques de la phase eulérienne du jet de carburant. Pour cela, les simulations URANS du jet de carburant de la Section 3.4.4 ont permis de calculer le diamètre du cône d'entraînement d'air ainsi que d'obtenir le champ

de vitesse moyenné de la phase eulérienne. Ainsi, un jet d'air d'un diamètre D de 4 mm avec un profil de vitesse d'une forme similaire à un profil développé, ayant une vitesse maximale de 105,2 m/s ($Re_D = 3,6 \times 10^5$, $Ma = 0,3$), est simulé. De plus, comme cela est traditionnellement fait dans le cadre de simulations LES, un bruit blanc est superposé au profil de vitesse afin d'ajouter des fluctuations à la moyenne fournie par la simulation URANS et ainsi, favoriser le développement de la turbulence.

De plus, les équations de Navier-Stokes filtrées couplées au modèle de sous-maille de Smagorinsky dynamique, tous deux présentés dans la Section 2.4.2, sont résolues sur un domaine modélisant les 360° du jet d'air rond présenté sur la Figure 4.1. Le modèle de sous-maille Smagorinsky dynamique a été choisi compte tenu des résultats satisfaisant obtenus dans la littérature des jets de carburant (Section 1.2.4.4 et du fait que ce soit le plus adaptés de ceux disponibles dans STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2013). Ce volume numérique est long de $30D$ (i.e. 120 mm) dans la direction axiale, dirigée selon l'axe z conformément au système d'axe utilisé pour le jet de carburant. De plus, le domaine possède une largeur de $12.5D$ (i.e. 50 mm), ces dimensions correspondant à celles précédemment utilisées pour le jet de carburant URANS. Cette longueur de $30D$ du domaine a été intentionnellement conservée pour le cas du jet d'air turbulent, bien que celle-ci ne permette pas d'atteindre la zone d'auto-similarité. Ceci est justifié car ce régime n'est jamais atteint dans le cadre des jets de carburant transitoires dont il est question dans cette thèse.

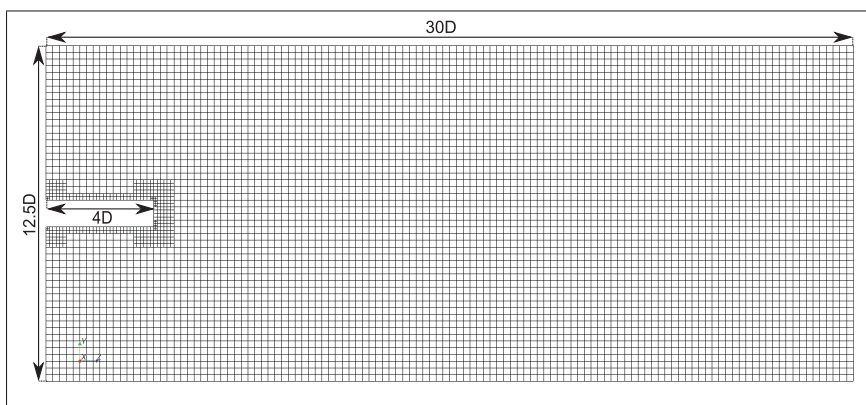


Figure 4.1 Domaine de calcul du jet d'air rond turbulent

Pour discrétiser ce domaine, la taille de base des mailles est de $0,0625D$ (i.e. 0,25 mm) comme utilisé dans la littérature des simulations des grandes échelles des jets d'air turbulents (Ferreira Gago *et al.*, 2003) mais surtout des jets de carburant (Tsang et Rutland, 2016; Zhou *et al.*, 2015b), ce qui correspond à environ 20 millions de cellules. Le schéma de discrétisation spatial utilisé est un schéma *upwind* de second ordre présenté dans la Section 2.3.3. En effet, étant donné que lorsqu'il est couplé à la taille de maille précédente, il est capable de reproduire correctement des résultats expérimentaux de la phase lagrangienne des jets de carburant avec une approche LES (Hori *et al.*, 2008; Tsang et Rutland, 2016; Zhou *et al.*, 2015b). De plus, un schéma temporel implicite d'Euler retardé du second ordre est utilisé avec un pas de temps de $1,5 \mu\text{s}$, ce qui correspond à un nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) de 0,6 comme utilisé par Ferreira Gago *et al.* (2003). Les conditions aux frontières sont définies comme des conditions de pression de sortie, alors que la condition d'entrée est localisée à une distance z_0 de $4D$ (i.e. 16 mm) de la face gauche du domaine et est centrée sur l'axe longitudinal, telle que présentée sur la Figure 4.1.

Initialement, le volume calculé est considéré au repos avec, dans le cas du jet d'air, un maillage grossier ($0,25D$, soit 1 mm) afin d'obtenir l'écoulement moyen tout en réduisant le coût de calcul. Le maillage final ($0,0625D$, soit 0.25 mm) est obtenu suite à deux raffinements successifs. Après chaque opération de raffinement, une perturbation est introduite à l'aide de la méthode des tourbillons synthétiques (SEM, de l'anglais, *Synthetic Eddy Method*) qui permet un développement plus rapide la turbulence (Jarrin *et al.*, 2006). Cette méthode, indépendante du maillage, génère des tourbillons dont la vitesse de rotation et la position répondent à une loi de distribution normale. Les deux principales caractéristiques pour la génération de ces tourbillons sont l'intensité (ici, 10%) et l'échelle de longueur. Cette dernière est plus grande que le double de la taille de base d'une cellule pour que ceux-ci ne se dissipent pas dès les premiers pas de temps, tel que recommandé par CD-Adapco (2013). Les résultats du jet d'air obtenus avec le maillage le plus fin sont présentés dans la section suivante, et sont comparés à des résultats expérimentaux de jet d'air mais aussi de jet de carburant.

4.4 Résolution et similarité du jet d'air rond turbulent

La configuration numérique précédente est utilisée pour la simulation du jet d'air dont les résultats vont être analysés en termes (1) d'écoulement moyen, (2) d'écoulement turbulent, (3) de structure du jet et (4) de transfert d'énergie entre les échelles turbulentes, et comparés tant à des résultats expérimentaux de jets d'air que de jets de carburant.

4.4.1 Écoulement moyen

L'analyse de la moyenne temporelle de la vitesse axiale selon l'axe principal W_c de l'écoulement est faite en calculant sa décroissance adimensionnée par la vitesse maximale à la sortie du jet W_0 de 105,2 m/s. Le rapport entre ces deux vitesses peut être mathématiquement calculé en utilisant une loi linéaire selon l'axe central présentée par l'équation (4.1).

$$\frac{W_0}{W_c} = \frac{1}{B_u} \left(\frac{z}{D} - \frac{z_0}{D} \right) \quad (4.1)$$

Avec B_u une constante et z la position axiale. La constante B_u varie en fonction des conditions d'entrée des résultats expérimentaux et numériques, avec des valeurs rapportées comprises entre 4.48 et 6.7 (Hussein *et al.*, 1994; Weisgraber et Liepmann, 1998; Ball *et al.*, 2012). L'équation (4.1) a été établie à partir de la formulation de la quantité de mouvement produite par un profil de vitesse de forme créneau avec une amplitude W_0 . Cependant, le profil utilisé ici provenant de la simulation URANS du Chapitre 3 possède une forme proche d'un profil pleinement développé. De ce fait, la quantité de mouvement produite par ce profil est calculée pour déterminer un profil créneau équivalent, permettant d'atteindre la même quantité de mouvement. Ces calculs mènent à une vitesse maximale équivalente $W_{0,eq}$ de 67 m/s. Les résultats numériques de la vitesse sur l'axe principal W_c sont donc adimensionnalisés par $W_{0,eq}$, et ceux-ci sont présentés en fonction de la distance axiale adimensionnelle sur la Figure 4.2. La distance axiale adimensionnelle z_{adim} est calculée suivant l'équation (4.2).

$$z_{adim} = \frac{z}{D} \quad (4.2)$$

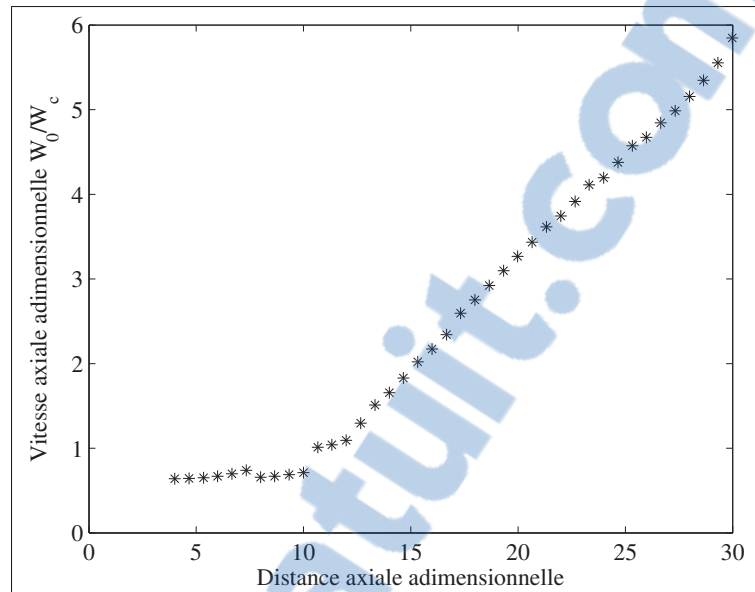


Figure 4.2 Décroissance de la vitesse axiale moyenne adimensionnelle selon l'axe du jet

La Figure 4.2 montre qu'à partir de $z_{dim} = 12$, une décroissance quasi-linéaire est obtenue tel qu'obtenu par Weisgraber et Liepmann (1998), Pope (2000), Bogey et Bailly (2006), Foyi *et al.* (2010) et Ball *et al.* (2012) avec un coefficient B_u de 4,6, qui appartient à l'intervalle de 4,48 à 6,7 rapporté par les revues de littérature de Ball *et al.* (2012) et Pope (2000).

Le profil radial de la vitesse axiale moyenne W , prise à une distance axiale de $25D$ et adimensionnée par la vitesse sur l'axe W_c , est présenté sur la Figure 4.3 en fonction de la distance radiale adimensionnelle r_{dim} , calculée avec l'équation (4.3). Il faut souligner que cette distance axiale de $25D$ a été choisie afin d'étudier le comportement de la configuration numérique pour la phase eulérienne du jet de carburant, car cette distance correspond à la profondeur maximale que le jet de carburant a atteint lors des simulations URANS de la Section 3.4.3. Dans le cadre des simulations de jet d'air, cette distance ne permet pas l'atteinte du régime d'auto-similarité. De ce fait, les résultats expérimentaux de Weisgraber et Liepmann (1998) fournissant les profils moyens et turbulents pour un jet d'air rond ($Re_D = 1,6 \times 10^4$) dans la zone de transition (entre $15D$ et $30D$) sont utilisés comme référence pour la comparaison des profils. La Figure 4.3 présente ces profils et montre que les résultats numériques obtenus dans

cette étude correspondent bien aux données expérimentales.

$$r_{adim} = \frac{r}{z - z_0} \quad (4.3)$$

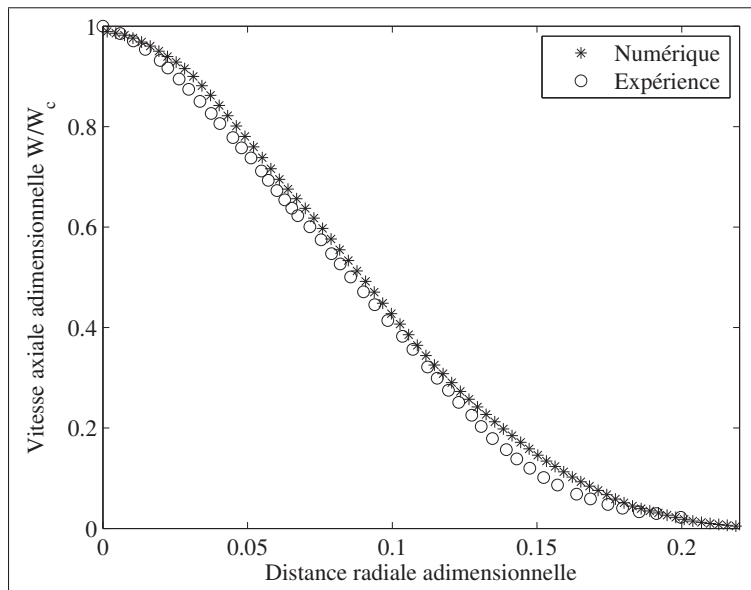


Figure 4.3 Décroissance radiale numérique et expérimentale (Weisgraber et Liepmann, 1998) de la vitesse axiale adimensionnelle à une distance axiale de 25D

De plus, dans le but de soutenir l'hypothèse de similarité émise auparavant, les caractéristiques moyennes du jet d'air peuvent être comparées à celles du jet de carburant. Pour cela, la Figure 4.4 compare le profil de vitesse radial du jet d'air avec une corrélation expérimentale élaborée à 13,75D (55 mm) pour un jet de carburant diesel stationnaire par Payri *et al.* (2016). Cette position utilisée pour les mesures expérimentales se situe dans la zone de transition de l'écoulement, ce qui justifie que le domaine de calcul (Section 4.3) soit court en comparaison avec ceux traditionnellement utilisés pour la simulation des jets d'air, qui permettent l'atteinte de la zone d'auto-similarité. Les deux profils du jet d'air numérique simulé dans cette thèse et du jet de carburant expérimental de Payri *et al.* (2016) présentent une très bonne correspon-

dance sur toute la plage de validité de la corrélation, ce qui montre la similarité des moyennes des deux écoulements.

Enfin, comme le processus de mélange joue un rôle clé dans le cadre des jets de carburant, le taux de mélange obtenu par la simulation du jet d'air est comparé à des résultats expérimentaux de jets de carburant stationnaires. Ainsi, le taux de mélange cumulé obtenu expérimentalement par Sepret (2009) et Sepret *et al.* (2010), tel que présenté dans la Section 3.4.4, sert de référence de comparaison avec le jet d'air et le tout est présenté sur la Figure 4.5. Le calcul de l'entraînement d'air dans le cadre du jet d'air suit la même procédure que pour le jet de carburant dans la Section 3.4.4, qui consiste à calculer le débit massique traversant une surface fictive conique entourant le jet. Ce débit est ensuite adimensionné par rapport au débit massique d'air à la condition d'entrée du jet d'air. De ce fait, chaque jet possède ses propres axes et il est à noter que l'abscisse dans le cas du jet d'air turbulent commence à partir de $1,75D$ afin de ne prendre que sa partie conique car, l'air entraîné dans le cas du jet de carburant est toujours conique (voir Figure 3.7). A cause de ces différences, l'analyse de la Figure 4.5 ne peut être que qualitative. Ainsi, l'accord entre les deux applications montre que la physique de mélange obtenue avec le modèle LES de jet d'air turbulent est similaire à celle obtenue expérimentalement pour un jet de carburant stationnaire. Cet accord supporte aussi l'hypothèse initiale de similitude entre le jet d'air et le jet de carburant.

4.4.2 Étude de l'écoulement turbulent

Afin de mener une validation plus approfondie de la configuration numérique choisie (maillage, schéma de discrétisation, modèle de sous-maille, etc.), les moments de second ordre du champ de vitesse sont présentés sur la Figure 4.6 et comparés avec les profils expérimentaux mesurés par Weisgraber et Liepmann (1998) à la même position axiale. Il doit être noté que tous les profils présentés ont été obtenus à la suite d'une moyenne temporelle convergée. Aussi, les moments $\overline{u'u'}$ et $\overline{w'u'}$ ne sont pas présentés de par leur similitude respective à ceux de $\overline{v'v'}$ et $\overline{w'v'}$. De plus, le profil $\overline{u'v'}$ n'est pas tracé étant donné qu'aucune mesure expérimentale n'est

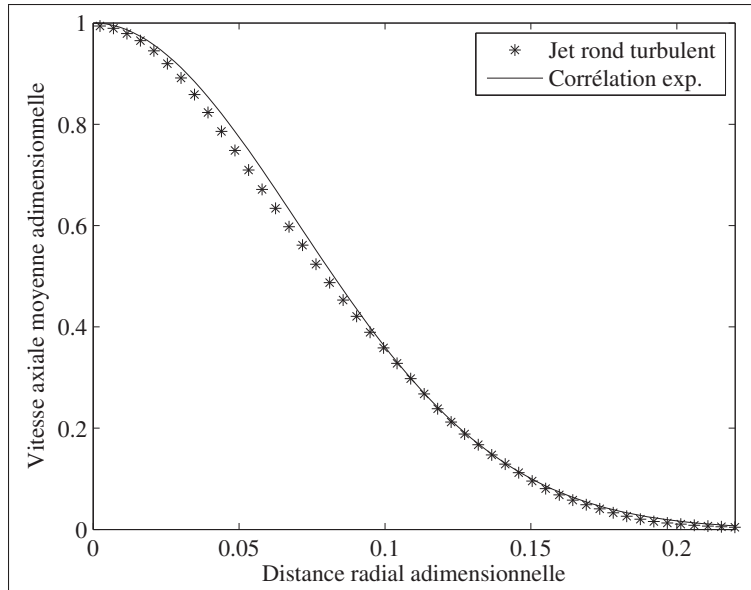


Figure 4.4 Décroissance radiale de la vitesse axiale adimensionnelle à une distance axiale de $13,75D$ comparée avec la corrélation expérimentale d'un jet de carburant (Payri *et al.*, 2016)

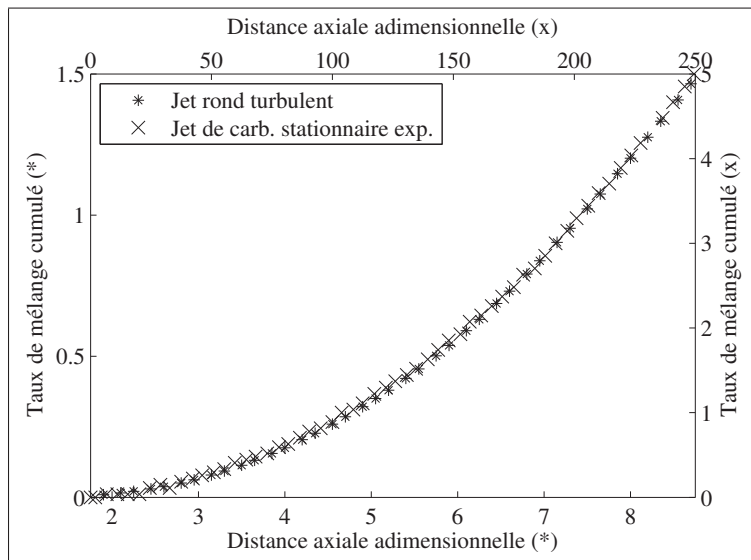


Figure 4.5 Taux de mélange cumulé du jet d'air turbulent comparé avec les données expérimentales pour un jet de carburant stationnaire de Sepret (2009)

disponible pour sa validation. Pour une analyse plus étendue de la turbulence, le lecteur est invité à se référer à l'Annexe VI où les profils des moments du troisième ordre sont présentés.

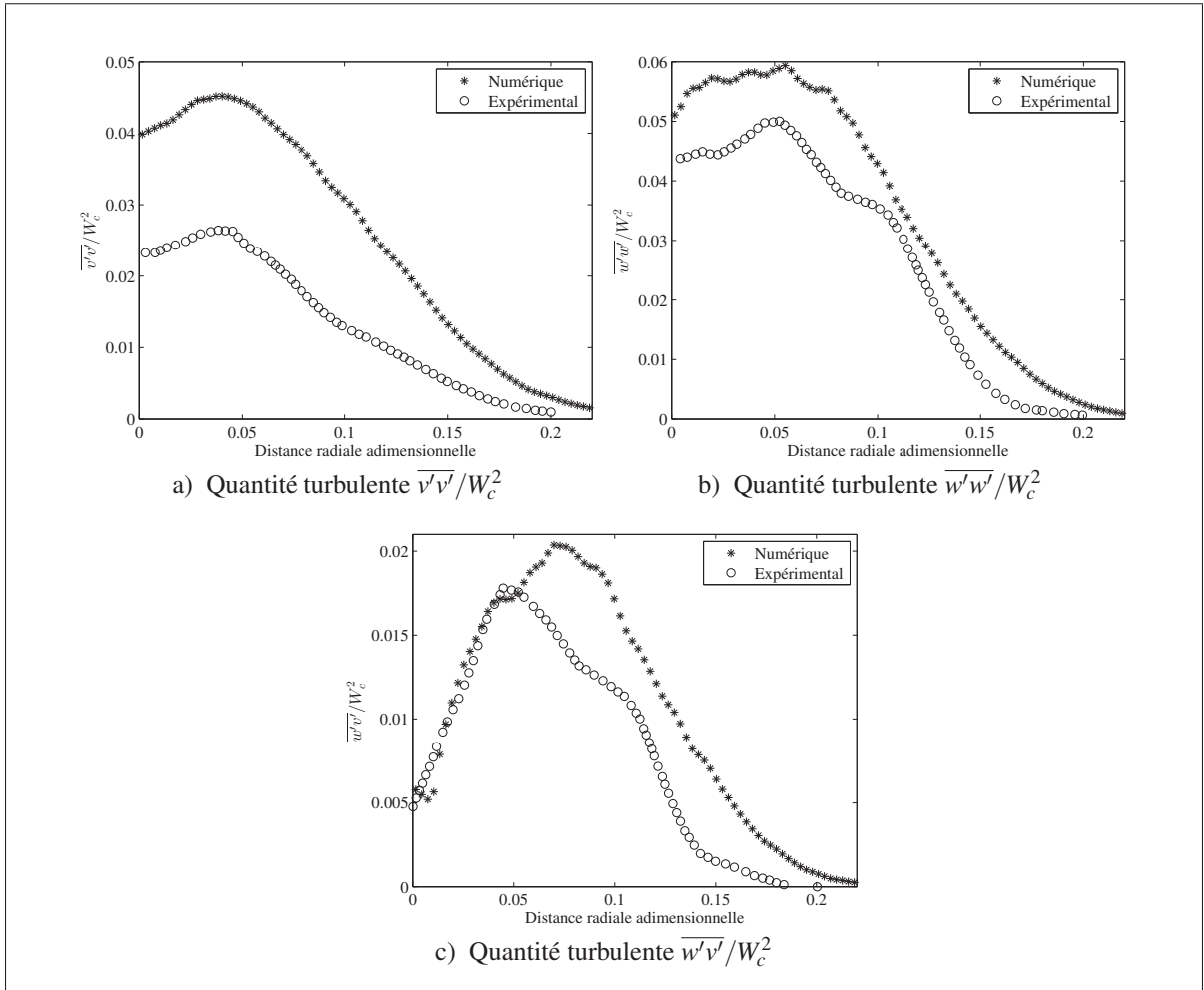


Figure 4.6 Profils radiaux des moments du second ordre $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$ et $\overline{w'v'}$ adimensionnés

Concernant les profils du second ordre présentés sur la Figure 4.6, un certain accord avec les données expérimentales, prises dans la zone de transition par Weisgraber et Liepmann (1998) avec une incertitude comprise entre 3 et 20%, est constaté en termes de tendances et d'ordre de grandeur des amplitudes. La réussite de ces comparaisons confirme la qualité de résolution fournie par ce modèle qui, dans le cadre des applications de jet de carburant, est particulièrement utile pour une bonne prédiction du mélange air-carburant. Cependant, certaines diffé-

rences entre les profils numériques et expérimentaux sont constatées en termes d'amplitude et peuvent être liées au nombre de Reynolds plus faible des données expérimentales ($1,6 \times 10^4$ contre $3,6 \times 10^5$ numériquement) ainsi qu'aux prises de mesures dans la zone de transition. En effet, dans cette zone, la turbulence change significativement avec la position de mesure (Weisgraber et Liepmann, 1998).

Afin de soutenir ces interprétations et faire un bilan global entre les profils moyens et turbulents, l'intégrale de quantité de mouvement selon l'axe du jet est calculée étant donné sa conservation tout au long du jet (Pope, 2000). Cette intégrale de la quantité de mouvement M est dérivée de l'intégration des équations de quantité de mouvement du jet et peut être approximée par l'équation (4.4) (Weisgraber et Liepmann, 1998).

$$M = 2\pi \int_0^\infty \left[W_c^2 + \overline{w'w'} - \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'}) \right] r dr \quad (4.4)$$

Le Tableau 4.1 présente l'intégrale de quantité de mouvement obtenue à 25D à partir de chaque terme de l'équation (4.4) dans le cadre de la présente simulation, et adimensionnalisée par la quantité de mouvement injectée initialement M_0 . Les résultats obtenus sont comparés à ceux de Weisgraber et Liepmann (1998) pris à une distance de 17D, faute de prise de mesure plus proche de celles effectuées dans ce chapitre.

Tableau 4.1 Évaluation de la conservation de quantité de mouvement du jet d'air numérique à 25D comparé avec les résultats expérimentaux de Weisgraber et Liepmann (1998) à 17D

Contribution	U_c^2	$\overline{u'u'}$	$\overline{v'v'}$	$\overline{w'w'}$	M/M_0
Simulation	0.9116	0.1253	0.1253	0.1669	0.9539
Expérience	–	–	–	–	0.92

La quantité de mouvement totale numérique obtenue est supérieure à celle des résultats expérimentaux, la différence étant comprise dans l'incertitude expérimentale. Ce résultat convenable confirme que le modèle conserve bien la quantité de mouvement, et que la configuration numé-

rique choisie n'est pas une source excessive de dissipation. Cette dernière conclusion ainsi que la comparaison satisfaisante entre les résultats numériques et expérimentaux des moments de second ordre montre les bonnes capacités de la configuration numérique à résoudre le jet d'air. Grâce à l'hypothèse de similarité entre les jets d'air et de carburant, les constatations précédentes permettent une meilleure confiance dans la capacité de résolution de la phase eulérienne du jet de carburant par une méthode LES, qui fait l'objet de l'étude effectuée dans ce chapitre. Afin de confirmer ces conclusions, la qualité des prédictions est aussi analysée qualitativement avec la structure du jet d'air présentée dans la section suivante.

4.4.3 Structure du jet d'air turbulent

Après une analyse quantitative de la turbulence, la structure turbulente du jet d'air est qualitativement analysée. Figure 4.7a présente le champ de la norme de vitesse dans le plan médian où il peut être observé qu'à la sortie de l'orifice, le champ de vitesse ne comporte aucune instabilité. Après une distance de 7 à 10 fois le diamètre D , la création et l'expansion d'instabilités sont observées sur la surface extérieure du jet. Elles sont créées par les contraintes de cisaillement dues à la différence de vitesse avec le milieu ambiant. Ces instabilités grandissent et se fragmentent en s'éloignant de l'orifice, jusqu'à montrer un comportement similaire à celui rapporté par Ball *et al.* (2012) et Pope (2000).

La Figure 4.7b permet d'observer la norme adimensionnée de la vorticité, où cette dernière est initialement confin e dans une zone cylindrique à la sortie de l'orifice (4 à 6D). Ensuite, des structures de vorticité sont cr e es plus en aval entre 6 et 10D.   des distances plus élevées, les structures sont progressivement scindées en de plus petites structures jusqu'à montrer un comportement attendu d'un jet d'air. Cette évolution du jet correspond également au comportement de la zone de transition de jets turbulents ayant des conditions initiales différentes de celles simulées dans cette thèse, tel que pr esent es par Ball *et al.* (2012), Bogey et Bailly (2006) et Ferreira Gago *et al.* (2003).

En plus de ces points de vue bidimensionnels, la structure tri-dimensionnelle du jet d'air turbulent peut être analysée en utilisant les isosurfaces de pression et de masse volumique. La

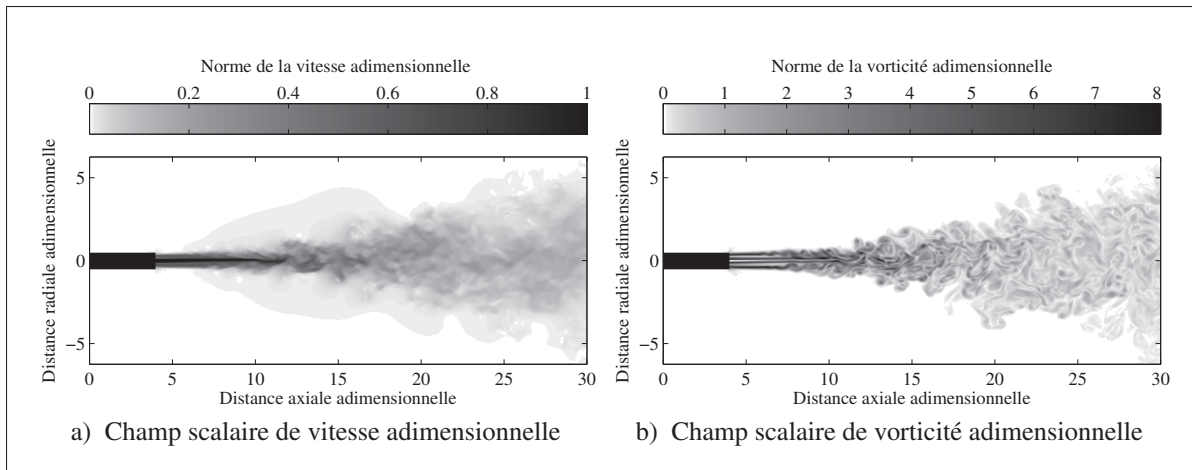


Figure 4.7 Structure 2D du jet : champs scalaires de la norme de la vitesse et de la vorticité adimensionnelles dans le plan médian

Figure 4.8 montre que des anneaux jumelés sont créés à la sortie de l'orifice, qui ensuite s'étendent sous forme hélicoïdale. Ces deux modes ont déjà été identifiés dans des applications de jet axisymétriques (Fiedler, 1988; McIlwain et Pollard, 2002). Par la suite, les hélices se décomposent en ligaments qui, à leur tour, vont se scinder et se dissiper plus en aval de l'écoulement. Ce comportement est en accord avec le comportement exposé auparavant avec le champ scalaire de vorticité de la Figure 4.7b.

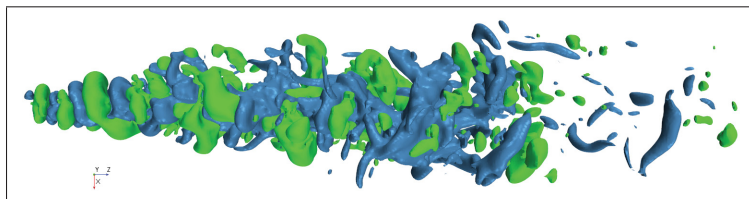


Figure 4.8 Structure 3D du jet : iso-surfaces de pression (vert) et masse volumique (bleu)

Le comportement obtenu pour la génération et l'évolution des structures est qualitativement en accord avec celui rapporté dans la littérature, ce qui permet d'être confiant dans la capacité de résolution de la configuration numérique étudiée. Afin de confirmer cet aspect, une étude du transfert d'énergie entre les échelles de la turbulence est effectuée dans la sous-section suivante.

4.4.4 Étude du transfert d'énergie entre les échelles

Tandis que les résultats numériques ont montré un accord convenable tant au niveau qualitatif qu'avec les données expérimentales, le processus de transfert d'énergie au sein de l'écoulement est maintenant étudié. Pour cela, le spectre d'énergie cinétique turbulente de la vitesse axiale sur l'axe à 25D est calculé afin de vérifier le bon déroulement du transfert d'énergie des grandes aux petites échelles de l'écoulement qui est essentiel dans le cadre de simulations LES et souvent utilisé comme un indicateur de la qualité de résolution. Ainsi, une série temporelle de la vitesse axiale est extraite. Le spectre temporel est ensuite calculé avec la méthode Welch (1967). En utilisant l'hypothèse de Taylor (1938) qui néglige la convection due à la turbulence, le spectre temporel est converti dans un repère spatial afin d'obtenir le spectre présenté sur la Figure 4.9. Cette dernière montre que la cascade d'énergie de Kolmogorov est vérifiée dans la première partie du spectre, entre les grandes échelles et les échelles inertielles, avec une pente de $-5/3$ lors du transfert de l'énergie. Le transfert se poursuit aux plus petites échelles avec une pente plus importante tel que rapporté par Ball *et al.* (2012) et Pope (2000). Cependant, le calcul de ce spectre étant effectué à 25D dans la zone de transition du jet d'air à cause de la contrainte de l'application de jet de carburant visée dans ce chapitre, il est difficile de conclure sur l'exactitude du transfert d'énergie vers les plus petites échelles car la turbulence n'est pas entièrement développée. Pour plus de détails sur la méthode permettant l'obtention du spectre, le lecteur est invité à se référer à l'Annexe VII et à Pope (2000).

L'ajout du critère de transfert d'énergie aux résultats convenables obtenus pour les profils moyens et turbulents ainsi que pour la structure du jet d'air montre la qualité de la résolution fournie par la configuration numérique choisie initialement. De plus, l'hypothèse de similarité formulée initialement a été partiellement confirmée avec la comparaison de profils moyens du jet d'air et de profils moyens expérimentaux de jets de carburant. Ceci permet maintenant d'appliquer, avec une certaine confiance, la configuration numérique à la résolution de la phase lagrangienne d'un jet de carburant, application présentée dans la section suivante.

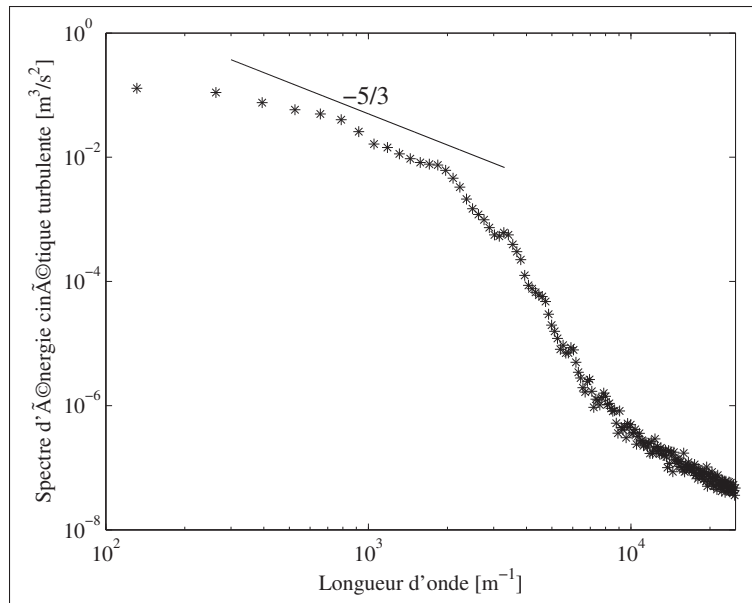


Figure 4.9 Spectre d'énergie cinétique turbulente

4.5 Application du modèle LES au jet de carburant diesel

Les bons résultats obtenus suite à l'étude du jet d'air avec la configuration numérique choisie démontrent, grâce à l'hypothèse de similarité entre les applications, que la résolution de la phase eulérienne du jet de carburant est satisfaisante. De ce fait, la configuration numérique étudiée dans la section précédente est maintenant utilisée pour simuler le cas de référence du jet de carburant diesel présenté dans la Section 2.6, c'est-à-dire une injection de 1200 μs dans des conditions non-évaporatives (298 K) et un différentiel de pression de 685 bar (soit une pression d'injection de 700 bar opposée aux 15 bar du milieu ambiant). De plus, suite à l'étude du Chapitre 3, le modèle de KHRT est utilisé pour ces simulations avec la calibration optimale obtenue dans la Section 3.4.3. Il faut cependant noter que ces simulations étant effectuées avec le code STAR-CCM+, le modèle de collision et d'agglomération de O'Rourke (1981) est alors remplacé par le modèle NTC de Schmidt et Rutland (2000) présenté dans la Section 2.5, les autres sous-modèles restant inchangés.

Cette section a donc pour but de simuler le jet de carburant avec la configuration numérique choisie initialement et de comparer les résultats obtenus avec des données expérimentales de

la littérature. Cette comparaison se fera d'abord qualitativement sur les phases lagrangienne et eulérienne ainsi que sur la pénétration et diamètre moyen de la phase lagrangienne. Dans un second temps, les profils axiaux et radiaux de vitesse moyenne seront comparés à des données expérimentales de jet de carburant mais aussi, aux résultats du jet d'air de la première section afin de confirmer l'hypothèse de similarité entre les deux applications. Ensuite, la structure tridimensionnelle de la phase eulérienne du jet de carburant sera analysée. Finalement, une étude du taux de mélange sera effectuée étant donné que c'est l'une de principales raisons justifiant l'utilisation de la méthode LES pour les jets de carburant.

4.5.1 Comparaison qualitative de la phase eulérienne

L'utilisation de cette configuration numérique avec une approche lagrangienne-eulérienne fournit les champs de vitesse de chaque phase présentés sur la Figure 4.10 avec le jet de carburant capturé expérimentalement par Tetrault *et al.* (2015). La comparaison des Figures 4.10a et 4.10b montre que la forme générale du jet de carburant, c'est-à-dire la phase lagrangienne, est assez bien représentée particulièrement les déformations proche du front du jet. L'obtention de ces instabilités marque le premier avantage de l'approche LES en comparaison avec le jet URANS du Chapitre 3. De plus, l'écoulement de la phase eulérienne de la Figure 4.10c peut être divisé en deux parties, dont la première ne présente pas d'instabilités et la diffusion radiale correspond à l'angle initial du jet de carburant. Dans la seconde partie, plus proche du front du jet de carburant, l'écoulement eulérien présente plus d'instabilités avec une diffusion radiale plus importante découlant de l'interaction avec la phase lagrangienne. Ce comportement de la phase eulérienne est qualitativement similaire à celui du jet d'air rond de la section précédente présenté sur la Figure 4.7a. Ceci supporte encore l'hypothèse de similitude entre les deux applications pour l'étude de la configuration numérique pour la résolution de la phase eulérienne d'un jet de carburant.

Quantitativement, une moyenne d'ensemble est nécessaire pour la comparaison avec les résultats expérimentaux disponibles. Pour cela, les profils qui suivent sont la moyenne de six simulations comparée avec des profils expérimentaux obtenus pour des conditions d'injection

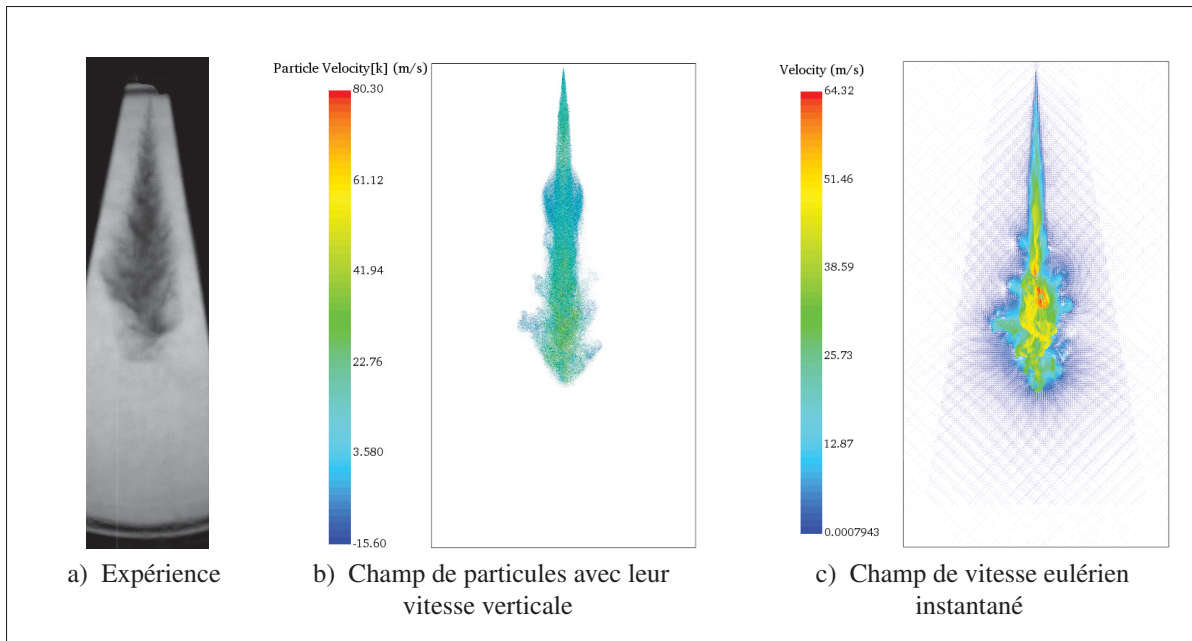


Figure 4.10 Phase lagrangienne et eulérienne du jet de carburant dans le plan médian à la fin de la simulation (1600 μ s)

similaires à celles décrites auparavant, soit un différentiel de pression de 685 bar (Plamondon et Seers, 2014; Tetrault *et al.*, 2015). Il faut noter que ces six simulations mentionnées sont obtenues avec six profils d'injection différents mesurés expérimentalement par Plamondon et Seers (2014).

Pour la phase lagrangienne, la Figure 4.11 présente l'évolution temporelle de la pénétration liquide du jet de carburant, qui est définie comme la position la plus éloignée de l'injecteur contenant 95% de la masse de carburant (Tonini *et al.*, 2010; Magnotti et Genzale, 2013; Zhou *et al.*, 2013, 2015b). Cette définition de la pénétration a été utilisée dans le cadre de ces simulations car le nombre de gouttes modélisées, d'environ 1,5 million à la fin de la simulation, permet une représentation statistique du jet plus réaliste qu'en URANS, comme discuté dans la Section 2.6. La Figure 4.11 montre que la prédiction numérique correspond aux données expérimentales de Tetrault *et al.* (2015) de 250 μ s à 1600 μ s, les différences étant comprises dans l'incertitude expérimentale. Cependant, la pénétration du jet liquide aux instants inférieurs à 250 μ s montre les difficultés du modèle à capturer les premiers états transitoires de l'injection

de carburant. Ceci pourrait être dû aux limitations liées à la prise en compte de la dynamique transitoire complète à l'intérieur de l'injecteur (Turner *et al.*, 2012; Battistoni *et al.*, 2015, 2016). Aussi, il faut noter que la pénétration liquide et les diamètres moyens sont très peu influencés par la moyenne d'ensemble effectuée ici, tel que montré par Senecal *et al.* (2014).

Par ailleurs, l'évolution temporelle du SMD du jet de carburant (non présentée ici) est consistante avec le comportement rapporté par Park *et al.* (2009), avec une valeur finale autour de 44 μm . Par soucis de concision, l'étude du diamètre des gouttes n'est pas présentée ici et le lecteur est invité à se référer à l'Annexe VI pour plus de détails.

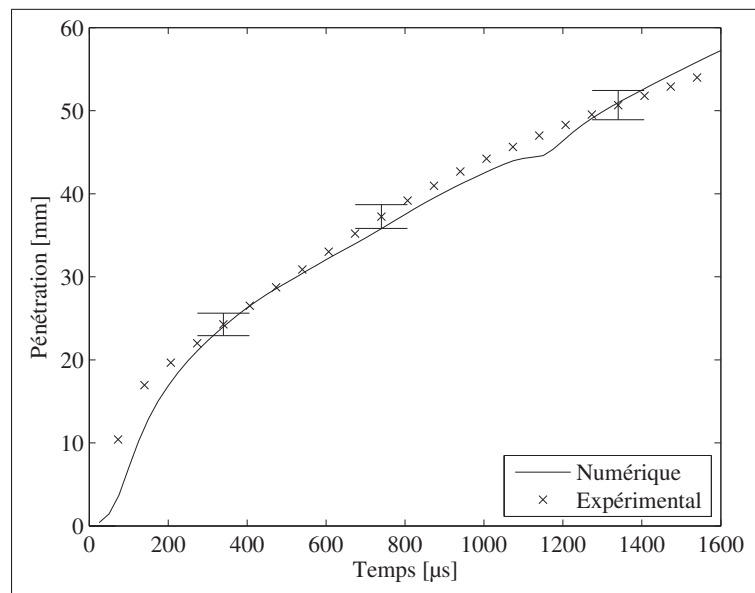


Figure 4.11 Évolution temporelle de la pénétration liquide du jet de carburant numérique comparé aux données expérimentales de Tetrault *et al.* (2015)

4.5.2 Étude quantitative de la phase eulérienne

Les quantités relatives à la phase lagrangienne étant correctement représentées par le modèle et afin de justifier l'utilisation de l'hypothèse de similarité entre le jet de carburant et le jet d'air, l'analyse porte maintenant sur l'écoulement eulérien entraîné par le jet de carburant. Dans le but

de donner une présentation générale de cet écoulement, il va être analysé à différents instants et positions afin de fournir une meilleure représentation des effets dynamiques de l'injection. Par conséquent, les résultats à 400 μs , 1200 μs et 1600 μs sont présentés et correspondent, respectivement, au début de la fermeture de l'aiguille (Plamondon et Seers, 2014), l'instant suivant la fin de l'injection et l'instant de la fin de la simulation (Figure 2.2). La Figure 4.12 présente l'évolution de la moyenne d'ensemble effectuée sur six simulations ainsi que les résultats expérimentaux de Meijer *et al.* (2012) de la vitesse axiale adimensionnelle de la phase eulérienne en fonction de la distance axiale. Comme les résultats de Meijer *et al.* (2012) ont été obtenus avec un différentiel de pression de 1440 bar et une configuration d'injecteur différente du présent modèle numérique, la distance axiale est adimensionnalisée par la pénétration à la fin de l'injection. Cependant, il faut noter que les données expérimentales ne sont disponibles qu'à partir d'une distance axiale adimensionnelle de 0,4 ($\simeq 30$ mm) à cause des limitations expérimentales pour la visualisation de l'écoulement proche de l'injecteur (Meijer *et al.*, 2012; Zama *et al.*, 2013; Payri *et al.*, 2016).

Pendant l'injection (Figure 4.12a), la vitesse axiale augmente fortement pour des distances adimensionnelles entre 0 et 0,1, à cause du transfert de quantité de mouvement des gouttes sortant de l'injecteur à plus de 400 m/s. Après l'atteinte de la vitesse maximale à une distance de 0,25, une faible décroissance quasi-linéaire de la vitesse de l'air est observée. Ceci correspond au comportement et taux de décroissance reportés expérimentalement pour des injections stationnaires et transitoires dans des conditions évaporatives et non-évaporatives du cas *Spray A* de l'*Engine Combustion Network* (Meijer *et al.*, 2012; Zama *et al.*, 2013; Payri *et al.*, 2016). Après une distance de 0,6, la brusque décroissance de la vitesse axiale est liée au front du jet de carburant, au delà duquel le transfert de quantité de mouvement à la phase eulérienne n'a pas encore eu lieu. Ce comportement est aussi cohérent en pente et amplitude avec les données expérimentales et numériques de jet de carburant de Meijer *et al.* (2012) et Zama *et al.* (2013).

Après la fin de l'injection (1200 à 1600 μs) présentée sur la Figure 4.12b, le maximum de la vitesse se déplace vers le front du jet de carburant, étant donné que les gouttes avec le plus de quantité de mouvement avancent dans le milieu ambiant. De plus, le maximum absolu de

la vitesse décroît à cause de la diffusion de la quantité de mouvement au cours du temps. Globalement, les résultats numériques sont en bon accord avec les tendances expérimentales de Meijer *et al.* (2012).

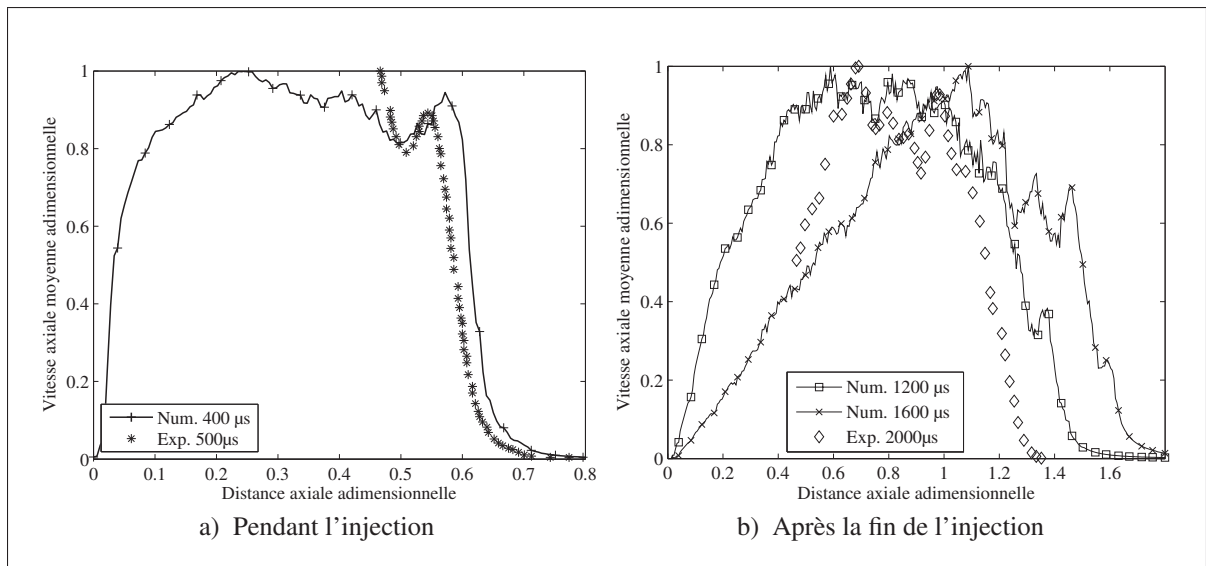


Figure 4.12 Comparaison des profils axiaux de vitesse numériques et expérimentaux de Meijer *et al.* (2012) durant l'injection (a) et après la fin de l'injection (b)

Dans le but d'étudier plus en détail l'hypothèse de similitude entre le jet d'air et la phase eulérienne du jet de carburant, l'évolution radiale de la vitesse axiale adimensionnelle à différents instants et à une distance axiale de $6,25D$ (i.e. 25 mm) est présentée sur la Figure 4.13, avec le profil obtenu à la même position pour le jet d'air turbulent de la section précédente. L'accord entre les différents profils du jet de carburant et d'air indique que, proche de l'injecteur, un jet de carburant transitoire induit un comportement de l'écoulement similaire à celui du jet d'air statistiquement stationnaire, supportant l'hypothèse initiale de similarité utilisée pour cette méthodologie. Cependant, il faut noter que les profils plus en aval ($> 6,25D$) ne sont pas rapportés ici car ils n'ont pas un comportement similaire à celui du jet d'air, ce dernier étant statistiquement stationnaire alors que le jet de carburant est transitoire.

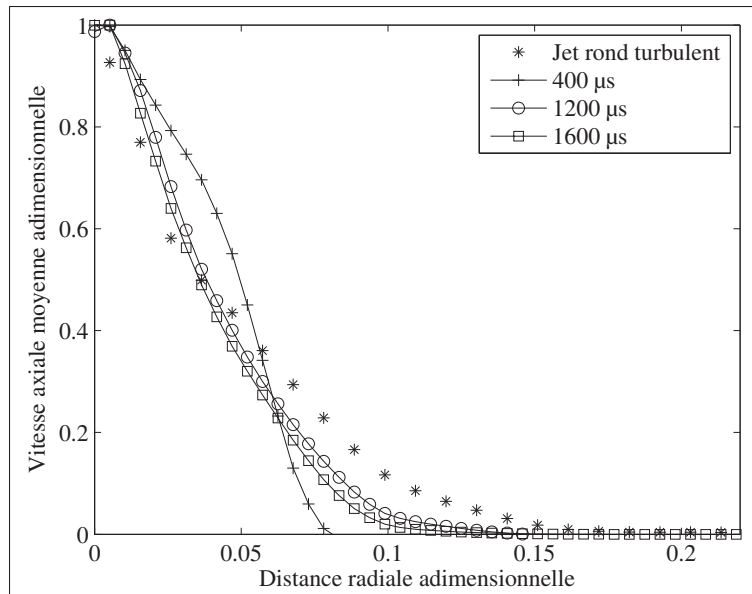


Figure 4.13 Profil radial de la vitesse axiale moyenne du jet de carburant à différents instants à 6.25D (25 mm)

L'analyse des profils de vitesse axiaux du jet de carburant, en complément de l'étude de la phase lagrangienne de la sous-section précédente a permis de vérifier la bonne résolution du jet de carburant par la configuration numérique choisie. De plus, la comparaison du profil radial de vitesse moyenne de la phase eulérienne du jet de carburant avec celui obtenu dans le cadre du jet de carburant a permis de vérifier, une fois de plus, l'hypothèse de similarité entre les deux applications même si elle est limitée à une portion du domaine de calcul. Cette hypothèse peut être aussi étudiée avec l'analyse de la structure de l'écoulement de la phase eulérienne.

4.5.3 Étude de la structure de l'écoulement de la phase eulérienne

Pour compléter les profils de vitesse vus auparavant, la structure de l'écoulement de la phase eulérienne du jet de carburant est maintenant analysée à l'aide de la vorticité adimensionnelle sur la Figure 4.14a. La comparaison avec la Figure 4.7b, du cas du jet d'air, montre que l'amplitude de la vorticité adimensionnelle de la phase eulérienne est très proche dans les deux cas, augmentant la confiance dans la méthodologie de validation propos e dans ce chapitre. Cependant, dans le cas de la simulation du jet de carburant, les structures de la Figure 4.14a sont plus

grossières que pour le jet d'air (Figure 4.7b). En effet, l'écoulement induit par le jet de carburant n'est pas encore développé à cause de sa nature transitoire. De même, les iso-surfaces de pression et de densité induites par le jet de carburant sont présentées sur la Figure 4.14b et peuvent être comparées à celles du jet d'air turbulent de la Figure 4.8. Il peut être observé que le jet de carburant induit des surfaces de forme hélicoïdale, avec une surface plus grande dans le cas de la pression alors que la densité reste concentrée proche de l'axe du jet. Toutefois, dans le cas du jet d'air turbulent, ces iso-surfaces de pression et de densité sont couplées. Cette différence pouvant provenir du caractère transitoire du jet de carburant en opposition à la nature statistiquement stationnaire du jet d'air.

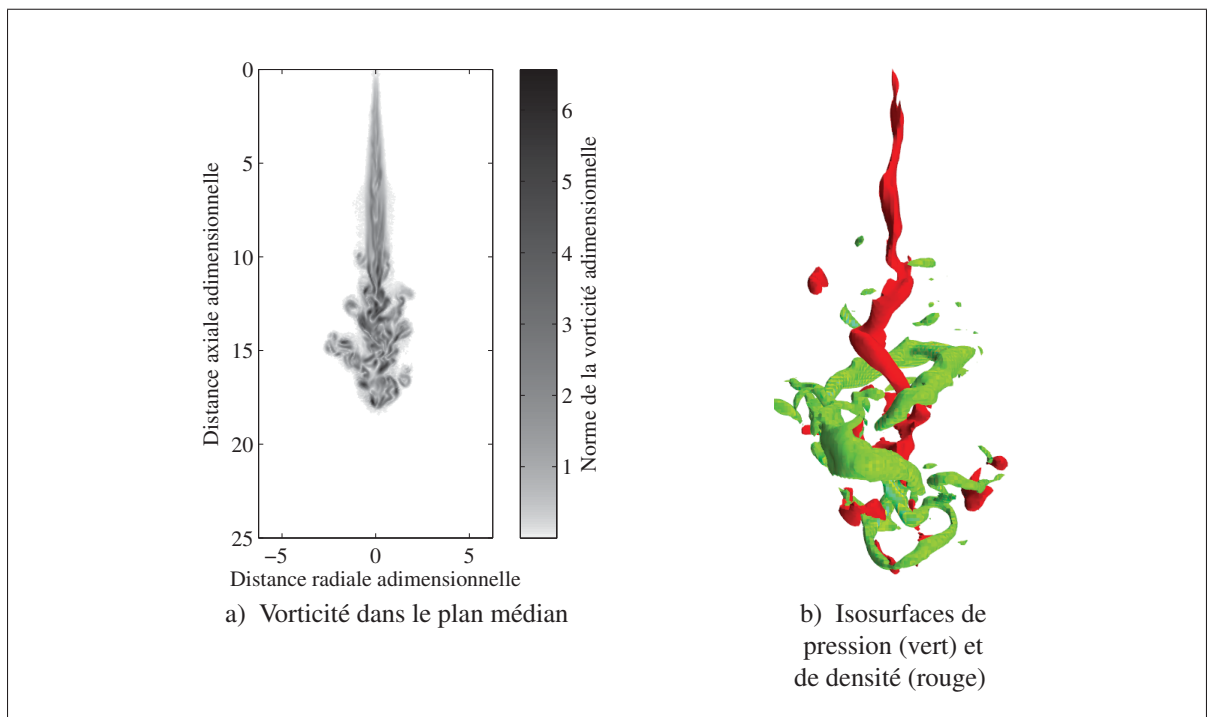


Figure 4.14 Structure du jet de carburant à 1600 μ s

Malgré les différences mises en évidence, une certaine ressemblance entre la structure du jet d'air et celle de la phase eulérienne du jet de carburant peut être créditée à l'hypothèse de similarité entre les applications. Cependant, afin de pouvoir conclure sur l'utilisation de la similarité

pour l'étude de la configuration numérique, une analyse de l'entraînement d'air responsable du mélange air - carburant dans les jets de carburant est faite dans la sous-section suivante.

4.5.4 Analyse de l'entraînement d'air

Finalement, l'intérêt principal de l'utilisation de l'approche LES pour un jet de carburant diesel est de mieux prédire le taux de mélange, qui dépend de l'entraînement d'air. La Figure 4.15 présente donc le taux de mélange cumulé pour la simulation du jet de carburant et les données expérimentales de Sepret *et al.* (2010). Les deux courbes montrent des tendances similaires mais avec un entraînement d'air supérieur dans le cas numérique, cette différence pouvant être due aux définitions utilisées pour la surface de contrôle. En effet, Sepret *et al.* (2010) utilise un cône fictif constant ayant les caractéristiques de celui trouvé pour le cas stationnaire, comme pour les données de la Figure 4.5. Cependant, dans cette étude, la définition est la même que celle utilisée dans la Section 3.4.4 impliquant que la frontière du cône fictif est définie en fonction du champ de vitesse de la phase eulérienne. Les caractéristiques de ce dernier peuvent changer dans le temps au fur et à mesure du développement de l'écoulement (Sepret, 2009; Sepret *et al.*, 2010).

Malgré ces différences, les deux entraînements d'air du jet de carburant numérique et expérimental montrent un comportement semblable appuyant la qualité de résolution fournie par la configuration numérique grâce à une bonne reproduction de la physique mise en jeu.

4.6 Bilan du chapitre

Dans ce chapitre, le second sous-objectif consistant à proposer une méthodologie évaluant la configuration numérique des simulations des grandes échelles de la phase eulérienne du jet de carburant a été atteint. Cette méthode repose sur l'hypothèse que la physique de la phase eulérienne du jet de carburant est similaire à celle du jet d'air. Afin de respecter au mieux le cadre de cette dernière, il a été proposé d'extraire les conditions initiales du jet d'air simulé des résultats de la phase eulérienne obtenus avec l'approche URANS afin d'avoir des conditions

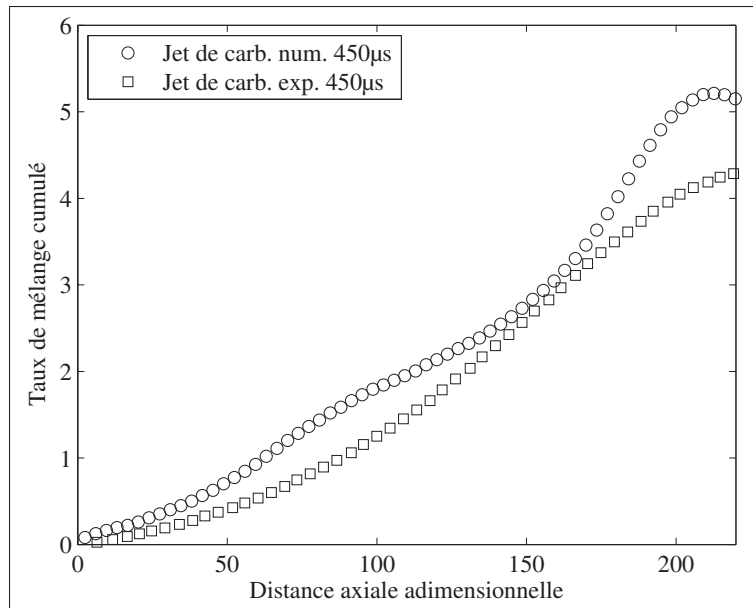


Figure 4.15 Taux de mélange cumulé numérique et expérimental (Sepret, 2009) selon la distance axiale

d'écoulement similaires. Cette méthodologie a ainsi permis de palier au manque de données pour la validation de la configuration numérique du jet de carburant, et d'évaluer partiellement la qualité de résolution fournie par la configuration numérique pour la prédiction de la phase eulérienne du jet de carburant, tant qualitativement que quantitativement.

Ensuite, la configuration issue du calcul de l'entraînement d'air de la simulation URANS fut décrite, ainsi que la configuration numérique choisie pour les simulations. La simulation du jet d'air avec ces conditions a offert des résultats qui ont été comparés avec succès à la littérature, en termes de moyenne et de moments de second ordre de la vitesse, turbulence dans le jet ainsi que de transfert d'énergie entre les échelles. Plus particulièrement, les profils de la vitesse moyenne ont montré une très bonne correspondance avec les résultats expérimentaux. Les moments de second ordre ont aussi fourni de bonnes tendances et de bons ordres de grandeur. Cependant, des différences qui ont été identifiées et attribuées au nombre de Reynolds plus faible des résultats expérimentaux mais surtout, à la simulation du jet d'air dans la zone de transition de la turbulence qui rendait la comparaison des résultats assez difficile. Qualitativement, la validation de la turbulence du jet avec le champ de vorticité et les isosurfaces de

pression et densité a été un succès. Ceci a permis de conclure la première section avec l'évaluation quantitative de la qualité de la résolution par le calcul du spectre d'énergie cinétique turbulente de la vitesse axiale montrant la similarité avec la cascade d'énergie de Kolmogorov pour une partie des échelles turbulentes.

Dans un second temps, la configuration numérique évaluée auparavant a été utilisée pour la simulation du jet de carburant dans les conditions de référence. La forme du jet ainsi que l'écoulement de la phase eulérienne correspondaient bien aux résultats numériques et expérimentaux issus de la littérature. De plus, la moyenne d'ensemble des profils axiaux de vitesse axiale a montré une bonne correspondance avec les profils expérimentaux rapportés dans la littérature. Ceci a été complété avec l'accord entre les profils radiaux de vitesse axiale du jet de carburant et du jet d'air simulé auparavant. Qualitativement, les isosurfaces de pression et de densité ont présenté des similarités avec celles du jet d'air même si les structures présentées semblaient plus grandes en taille et moins fragmentées, probablement à cause du caractère transitoire de l'application. Cette étude de la configuration numérique a été clôturée par la comparaison réussie entre l'entraînement d'air du jet de carburant numérique et de résultats expérimentaux de la littérature.

Le second sous-objectif ayant été rempli, la configuration numérique pour les simulations peut maintenant être utilisée afin de mieux comprendre la structure de l'écoulement de la phase eulérienne qui constitue le troisième sous-objectif de cette étude.

CHAPITRE 5

ÉTUDE DE L'INTERACTION DU JET DE CARBURANT ET DE LA PHASE EULÉRIENNE ENTRAÎNÉE

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, la configuration numérique utilisée pour les simulations LES a démontré sa capacité pour la résolution des phases lagrangienne et eulérienne du jet de carburant. Plus particulièrement, son application au jet de carburant a permis de mettre en évidence des fluctuations de vitesse qualitativement plus importantes que dans le cas des simulations URANS, particulièrement sur la phase eulérienne. Ce chapitre vise donc à étudier les différences entre le processus de mélange dans le cadre d'injections simple et double, ce qui constitue le troisième sous-objectif énoncé dans la Section 1.4. En effet, des structures cohérentes de l'écoulement eulérien ont été mises en évidence dans la littérature expérimentale (Sasaki *et al.*, 1998; Cao *et al.*, 2000; Bruneaux *et al.*, 2011) mais aussi numérique (Hori *et al.*, 2006; Fujimoto *et al.*, 2009; Banerjee et Rutland, 2012; Ghasemi *et al.*, 2014; Banerjee et Rutland, 2015) pour des injections simples. Dans les deux cas, les études étaient qualitatives mais permettaient de montrer une relation entre le processus de mélange du carburant dans l'air et les structures cohérentes de la phase eulérienne (Bruneaux *et al.*, 2011). Dans cette continuité, ce chapitre va présenter les résultats qualitativement obtenus pour le jet de carburant et sa phase eulérienne selon un aspect tri-dimensionnel mais aussi bi-dimensionnel qui permettront l'analyse de la formation du mélange air-carburant.

5.2 Stratégie d'injection simple

Le modèle étudié dans le chapitre précédent est appliqué à la simulation d'une injection simple avec un différentiel de pression d'injection de 685 bar, les conditions étant détaillées dans la Section 2.6. Dans le but d'analyser l'interaction entre le jet de carburant et la phase eulérienne ainsi que son incidence sur le mélange, une étude tridimensionnelle est d'abord faite à l'aide de la visualisation de la phase lagrangienne ainsi que de l'application du critère Q à la phase

eulérienne. Par la suite, une analyse bi-dimensionnelle est menée afin d'étudier la répartition du carburant au sein du jet, grâce aux lignes de courant de la phase eulérienne ainsi que de la distribution de la fraction massique de carburant dans le plan médian.

5.2.1 Analyse tri-dimensionnelle

Afin de comprendre les déformations de la surface du jet de carburant qui ont été entrevues dans le chapitre précédent, le jet de carburant est représenté au cours du temps sur les Figures 5.1 à 5.3. Afin de compléter cette visualisation, ces figures présentent aussi les structures cohérentes de la phase eulérienne telles qu'elles sont détectées par le critère Q. Afin de faciliter la visualisation, le domaine est centré sur la phase lagrangienne, ce qui entraîne un changement des coordonnées maximales en fonction de l'instant considéré. De plus, les figures présentées pour la phase lagrangienne et eulérienne sont prises aux mêmes instants, avec les mêmes dimensions selon les trois directions.

Le critère Q est basé sur la partie antisymétrique Ω_{ij} et symétrique S_{ij} du tenseur du gradient des vitesses qui sont calculées, respectivement, à partir des équations (5.1) et (5.2).

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.1)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.2)$$

À partir de ces quantités, le critère Q est calculé suivant l'équation (5.3) et permet de quantifier l'excès de rotation par rapport au cisaillement d'une particule de fluide.

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (5.3)$$

La Figure 5.1a présente la phase lagrangienne à 100 μ s après le début de l'injection. À la sortie de l'injecteur, les gouttes atteignent des vitesses comprises entre 250 et 400 m/s. Après environ 4 mm, des gouttes de faible vitesse apparaissent à la périphérie du jet de carburant. En effet, ces gouttes ayant été injectées plus tôt dans un milieu quasiment au repos, elles ont eu

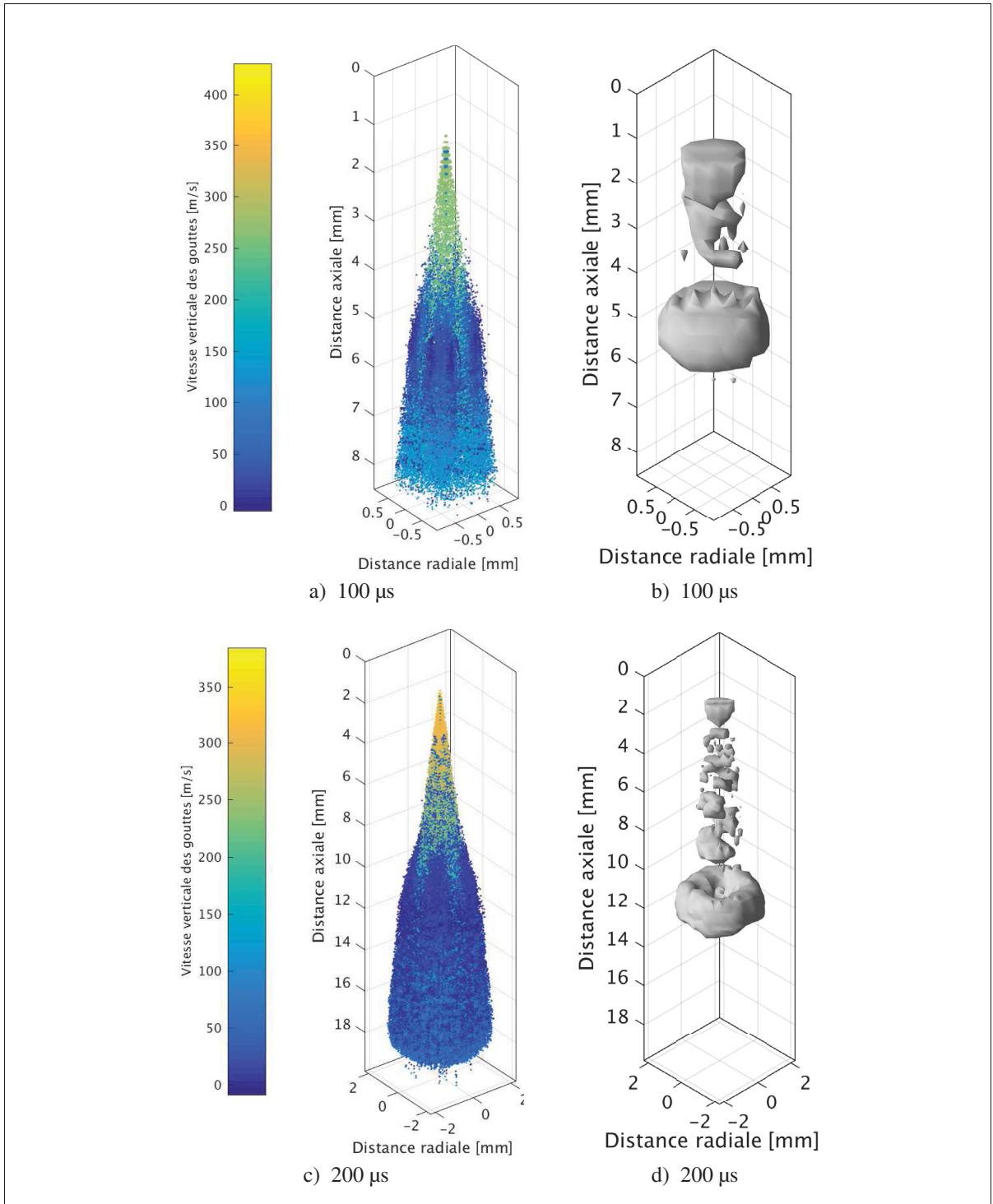


Figure 5.1 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 100 et 200 μs

suffisamment de temps pour perdre une grande partie de leur quantité de mouvement initiale. En parallèle, la visualisation du critère Q au même instant sur la Figure 5.1b montre la création d'une structure annulaire autour de l'axe du jet de carburant. Le milieu étant initialement au repos, cette structure est créée par la pénétration de la phase lagrangienne dans le milieu ambiant. En effet, la génération de ce type de structure a déjà été constatée lors de simulations 2D de jets de carburant (Yeom *et al.*, 2001), mais aussi dans le cadre d'un jet gazeux impulsif (New et Yu, 2015). Dans cette dernière application, la génération de cette structure est attribuée à la création d'une couche de cisaillement qui s'enroule rapidement pour former une zone annulaire de recirculation (New et Yu, 2015). Dans le cadre des présentes simulations de jet de carburant, l'impulsion de quantité de mouvement est fournie par la force de traînée des gouttes injectées dans le milieu ambiant au début de l'injection.

Ensuite, à 200 μs , la Figure 5.1c montre que la phase lagrangienne du jet de carburant évolue peu en terme de forme. Cependant, l'analyse des iso-surfaces du scalaire Q indique que la structure annulaire identifiée auparavant est toujours présente mais a progressé pour se retrouver à environ 12 mm. Plus en amont, particulièrement entre 8 et 10 mm, une structure de forme hélicoïdale semble se former, et se confirme particulièrement à 300 μs , qui n'est pas présenté ici par soucis de concision.

La situation décrite précédemment continue jusqu'à 600 μs . En effet, la Figure 5.2b présentant les structures cohérentes de la phase eulérienne confirme qu'une structure hélicoïdale est présente entre 10 et 25 mm. Cependant, après 25 mm, cette structure se fragmente particulièrement autour de 30 mm. De plus, la structure annulaire présente autour de 35 mm subit une forte déformation. Le report de ces positions, 30 à 35 mm, sur la Figure 5.2b présentant la phase lagrangienne permet d'observer une déformation du jet de carburant, qui ne suit plus la forme conique qui lui est initialement imposée. Cet effet est la conséquence des faibles vitesses des gouttes à la périphérie du jet de carburant, certaines étant entraînées par les structures de recirculation avec des vitesses de 20 m/s en direction de l'injecteur.

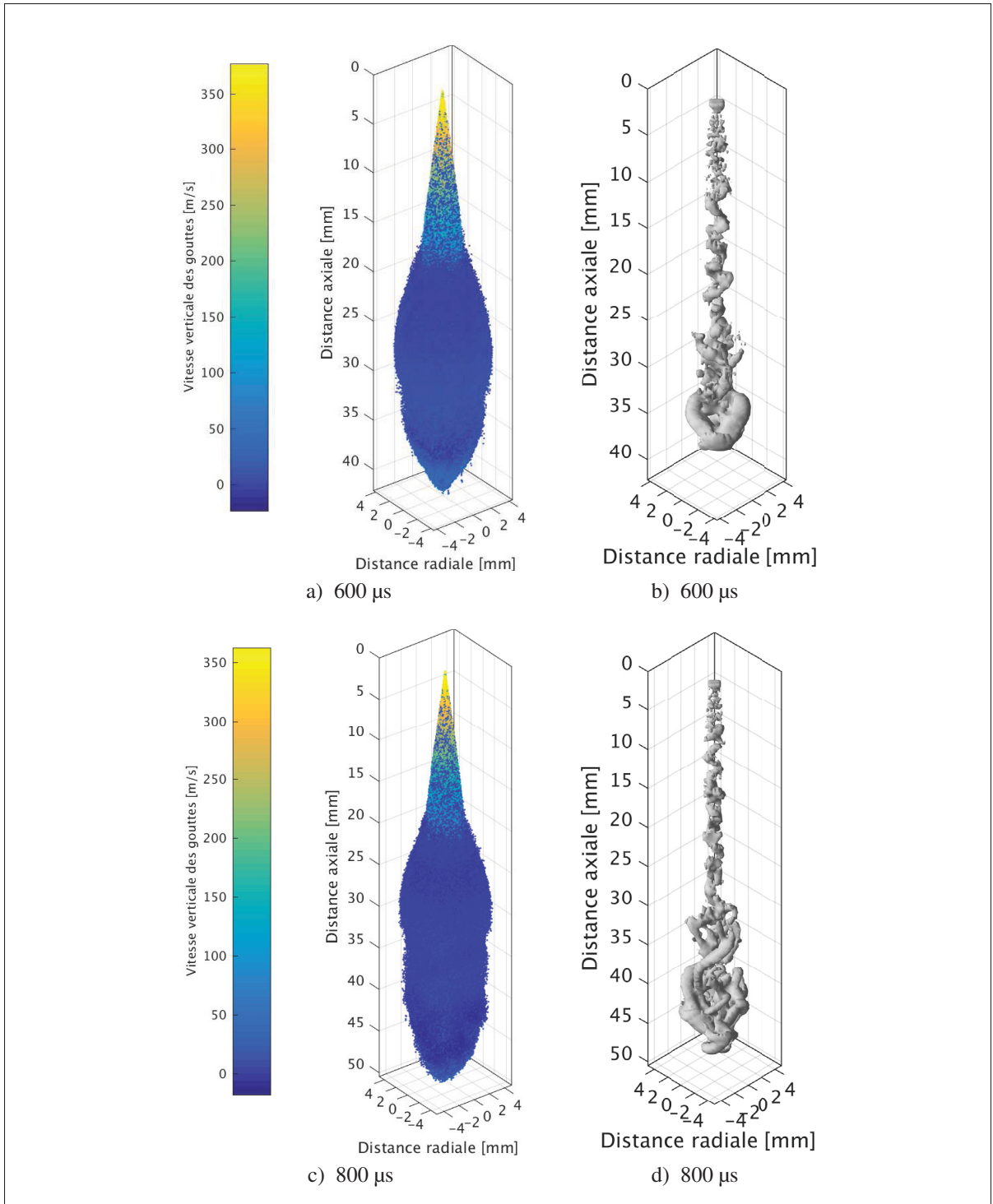


Figure 5.2 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 600 et 800 μs

Les déformations observées dans le cas de la phase lagrangienne sont plus nombreuses à 800 μs , présentées sur la Figure 5.2c. En effet, le critère Q de la Figure 5.2d présente un écoulement plus complexe avec la détection de structures en forme de ligaments. Ce type de structure a déjà été mis en évidence dans le cadre du développement des jets de carburant par Banerjee et Rutland (2012, 2015), Irannejad et Jaber (2015) et Zhou *et al.* (2015b,a). La formation de ces ligaments indique que l'écoulement devient plus turbulent dans cette région.

Après la fin de l'injection intervenant vers 1200 μs , la phase lagrangienne présentée sur la Figure 5.3a subit plus de déformations à son interface avec la phase eulérienne. Cette dernière est présentée sur la Figure 5.3b, avec des caractéristiques assez différentes de celles observables durant l'injection. En effet, les structures cessent d'être générées à la sortie de l'injecteur et celles existantes se concentrent proche du front du jet de carburant. Dans cette zone, les structures paraissent se fragmenter en ligaments de plus en plus petits au cours du temps. Ceci explique l'augmentation des fluctuations de la phase lagrangienne d'autant plus que les gouttes ont de très faibles vitesses de l'ordre de quelques mètres par seconde, et sont donc plus sensibles aux fluctuations du champ de vitesse eulérien. De plus, cette fragmentation des structures peut être mise en relation avec l'absence d'ajout de quantité de mouvement, qui implique que le transfert d'énergie cinétique turbulente se fait seulement vers les petites structures de niveau énergétique plus faible.

À la fin de la simulation, la phase lagrangienne et la phase eulérienne possèdent les caractéristiques présentées respectivement sur les Figures 5.3c et 5.3d. La dynamique mise en évidence à 1200 μs s'accroît avec le temps car la phase lagrangienne décélérant rapidement, elle interagit avec les structures de la phase eulérienne qui elles-mêmes sont de plus en plus petites.

Globalement, les fluctuations de la phase lagrangienne ont pu être mises en relation avec certaines structures cohérentes de la phase eulérienne qui peuvent participer au processus de mélange. Cependant, afin d'avoir plus d'indications sur la formation du mélange, une analyse sur le plan médian du jet est entreprise dans la section suivante qui permet de visualiser la répartition de la concentration du carburant.

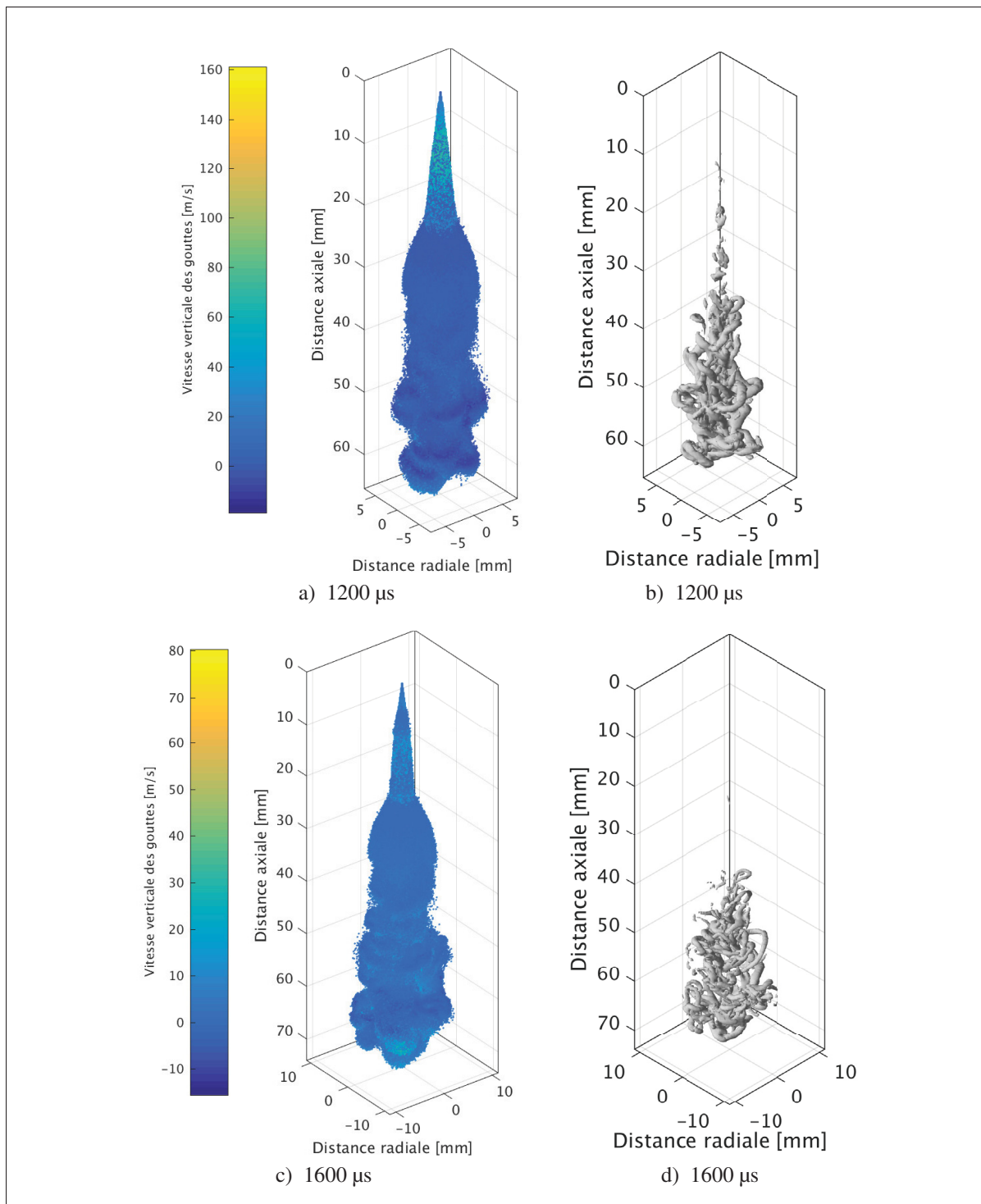


Figure 5.3 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 1200 et 1600 μs

5.2.2 Analyse bi-dimensionnelle

L'analyse tri-dimensionnelle a permis d'établir qu'il existe une relation entre les fluctuations de la forme du jet et les structures cohérentes du champ eulérien mises en évidence grâce au critère Q. Cependant, au delà de la forme générale du jet, la caractéristique principale recherchée dans le cadre des simulations des jets de carburant est la capacité du modèle à prédire le mélange entre le carburant et l'air environnant. Afin d'étudier la formation du mélange, les Figures 5.4 à 5.7 présentent les lignes de courant de la phase eulérienne à chaque instant, dans le plan médian du jet de carburant, ainsi qu'avec la fraction massique de carburant dans chaque cellule projetée sur le plan médian. Il faut noter que dans toute l'analyse qui suit, la zone d'intérêt se situe au voisinage du jet de carburant (Sasaki *et al.*, 1998; Cao *et al.*, 2000) et des arrangements des lignes de courant éloignés de celui-ci peuvent être négligés du fait de la très faible vitesse régnant dans l'enceinte à volume constant. De plus, à cause du caractère non-évaporatif de l'application étudiée dans cette thèse, la fraction massique Y_{carb} est définie à partir de la masse de carburant dans une cellule $m_{carb,cellule}$ et de la masse maximale de carburant dans une cellule sur tout le domaine de calcul Ω , par l'équation (5.4).

$$Y_{carb} = \frac{m_{carb,cellule}}{\max_{\Omega}(m_{carb,cellule})} \quad (5.4)$$

La Figure 5.4a présente les lignes de courant du champ eulérien, grâce auxquelles deux structures circulaires, symétriques par rapport à l'axe du jet de carburant, sont mises en évidence à environ 12 mm de la frontière supérieure du domaine. Ces structures, qui apparaissent dès le début de l'injection mais ne sont représentées qu'à 200 μ s pour en faciliter le visionnement, correspondent à la structure annulaire mise en évidence par le critère Q dans la sous-section précédente. De plus, la Figure 5.4b présente la fraction de carburant sur le plan médian au même instant. Dans ce cas, deux zones circulaires contiennent une grande concentration de carburant à environ 17 mm, soit 5 mm en aval des structures de la phase eulérienne. En effet, le mouvement de la phase eulérienne est initialement provoqué par la quantité de mouvement cédée par la phase lagrangienne qui pénètre à une vitesse de un à deux ordres de grandeur plus

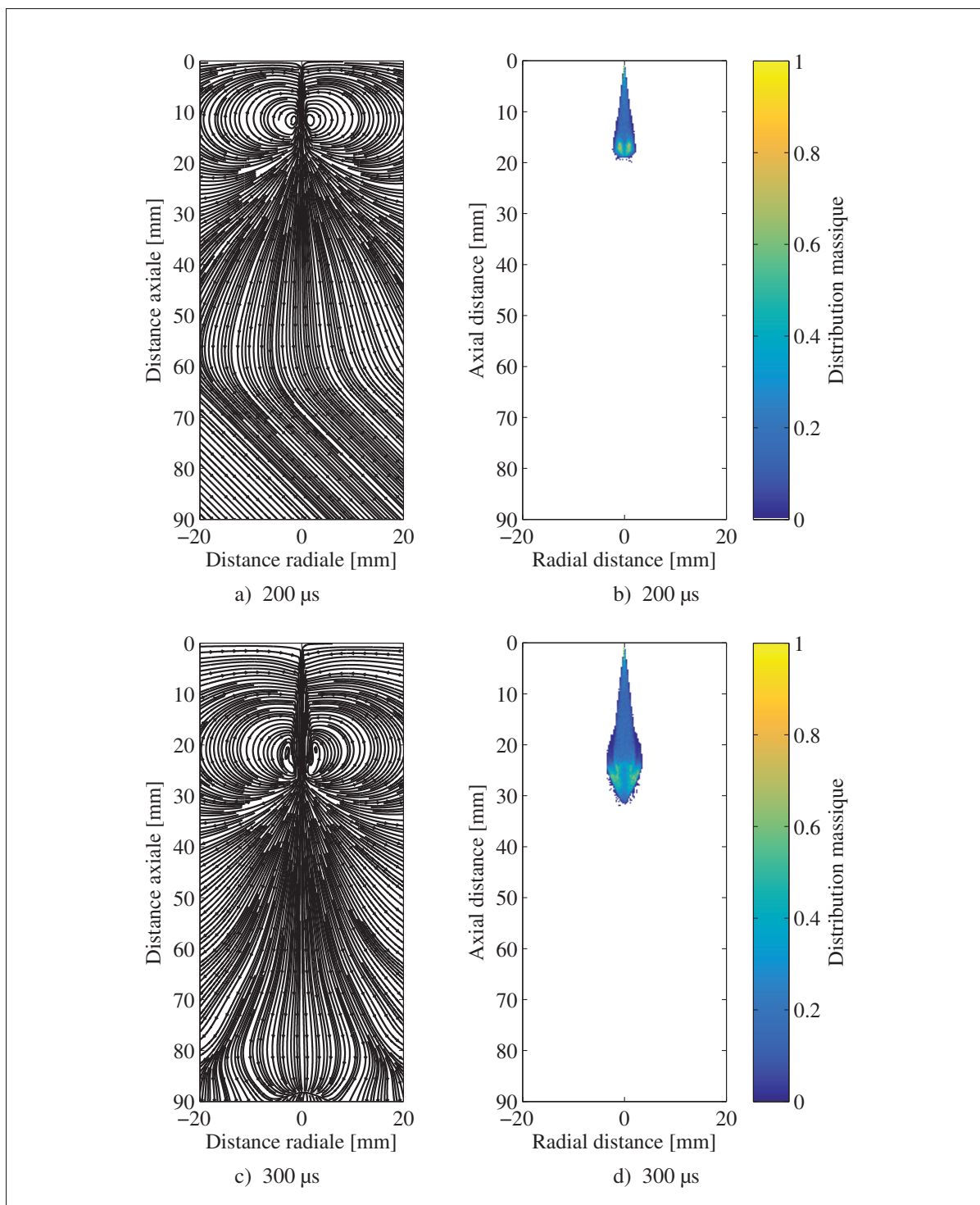


Figure 5.4 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 200 et 400 μs

rapidement ($\simeq 400$ m/s) qui, lors du début de l'injection, agit comme une impulsion tel que discuté lors de l'utilisation des critères tri-dimensionnels.

À partir de $400 \mu\text{s}$, les lignes de courant présentées sur la Figure 5.4c s'étirent dans la direction de l'axe du jet, ce qui permet de mieux entrevoir la déformation constatée sur la structure cohérente annulaire détectée par le critère Q , présentée sur la Figure 5.1d. Cette zone où l'étirement des lignes de courant est constaté s'étend entre 19 et 26 mm position qui, sur la Figure 5.4d présentant la fraction de carburant, correspond à la périphérie du jet de carburant. Dans cette zone, les cellules contenant le plus de carburant (Y_{carb} proche de 1) s'écartent de l'axe du jet et s'éloignent de son front. Ceci montre que cette zone de forte concentration en carburant subit les effets de la structure annulaire de recirculation car les gouttes ont une faible vitesse, inférieure à 20 m/s.

Plus tard, à $500 \mu\text{s}$, les lignes de courant présentées sur la Figure 5.5a indiquent qu'une seconde paire de structures de recirculation, symétriques par rapport à l'axe du jet, apparaît entre 23 et 25 mm de distance axiale. La comparaison des résultats de la phase eulérienne avec la distribution de la fraction massique de carburant de la Figure 5.5b met en évidence la faible fraction massique au centre de ces structures de recirculation, alors que la fraction massique de carburant est plus élevée à la périphérie des structures. Cette constatation rejoint les résultats expérimentaux de Cao *et al.* (2000) qui ont mis en évidence des structures circulaires similaires, avec l'utilisation d'une technique LIF (de l'anglais, *Laser Induced Fluorescence*) pour un jet de carburant diesel avec une pression d'injection de 500 bar. Comme dans le cas des résultats expérimentaux de Cao *et al.* (2000), les résultats numériques présentés ici montrent une concentration élevée de carburant juste en aval de la structure, zone de laquelle le carburant est entraîné plus en amont de l'écoulement. Cette dynamique amène une concentration plus élevée de carburant en périphérie des structures alors que leurs centres en contiennent très peu, ce qui augmente la surface de contact entre le carburant et l'air environnant, et favorise le mélange (Cao *et al.*, 2000).

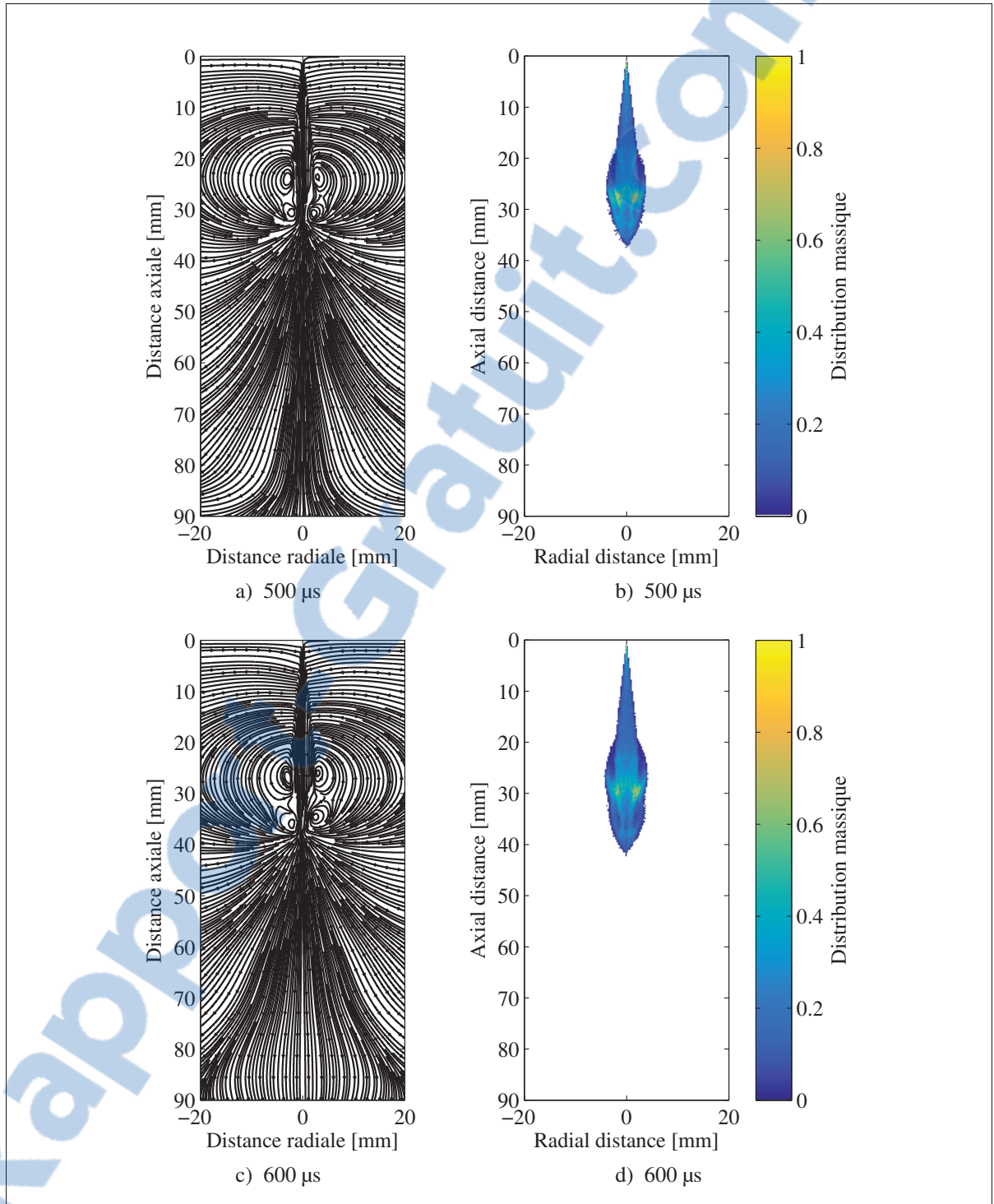


Figure 5.5 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 500 et 600 μs

L'analyse des lignes de courant à 600 μs permet de confirmer les événements mis en évidence auparavant. Cependant, la structure de recirculation frontale maintenant située autour de 35 mm n'est plus symétrique par rapport à l'axe de l'injecteur. Ceci marque le début des oscillations déjà constatées sur la visualisation tri-dimensionnelle du jet de carburant présentée dans la sous-section précédente.

Ensuite, à partir de 700 μs , la perte de symétrie atteint les structures de recirculation situées plus en amont du jet de carburant, soit à environ 30 mm sur la Figure 5.6a. De plus, l'analyse de la Figure 5.6b présentant la distribution de la fraction massique de carburant montre que la dissymétrie de la structure annulaire de recirculation au front du jet de carburant commence à se propager à la phase lagrangienne, à cause de la faible vitesse de la phase lagrangienne mentionnée auparavant.

À 800 μs , l'analyse des lignes de courant de la Figure 5.6c montre que la partie droite de la paire de structures situées à environ 33 mm a perdu presque toute son intensité. Ceci explique que sur la Figure 5.6d, la distribution de la fraction massique dans cette zone soit presque identique à ce qu'elle était à l'instant précédent. Cependant, la fraction massique au front du jet de carburant évolue encore significativement, notamment suite à la déformation de la forme du jet provoquée par la dissymétrie identifiée auparavant.

Même si certaines structures eulériennes disparaissent avec le temps, la Figure 5.7a présentant les lignes de courant de la phase eulérienne à 1000 μs montre qu'une autre paire de structures de recirculation (à environ 45 mm) naît de la paire de structures la plus en aval de l'écoulement, située à environ 50 mm. Cette dynamique est à mettre en parallèle avec la fragmentation des structures identifiées lors de la visualisation du critère Q sur la Figure 5.2. De plus, la présence de ces structures est liée à la déformation de la distribution de carburant présentée sur la Figure 5.7b. Cette déformation aboutit à une augmentation de la surface de contact entre l'air ambiant et le carburant et à une diminution de la fraction massique proche de l'axe du jet, ce qui montre que le carburant est mieux mélangé.

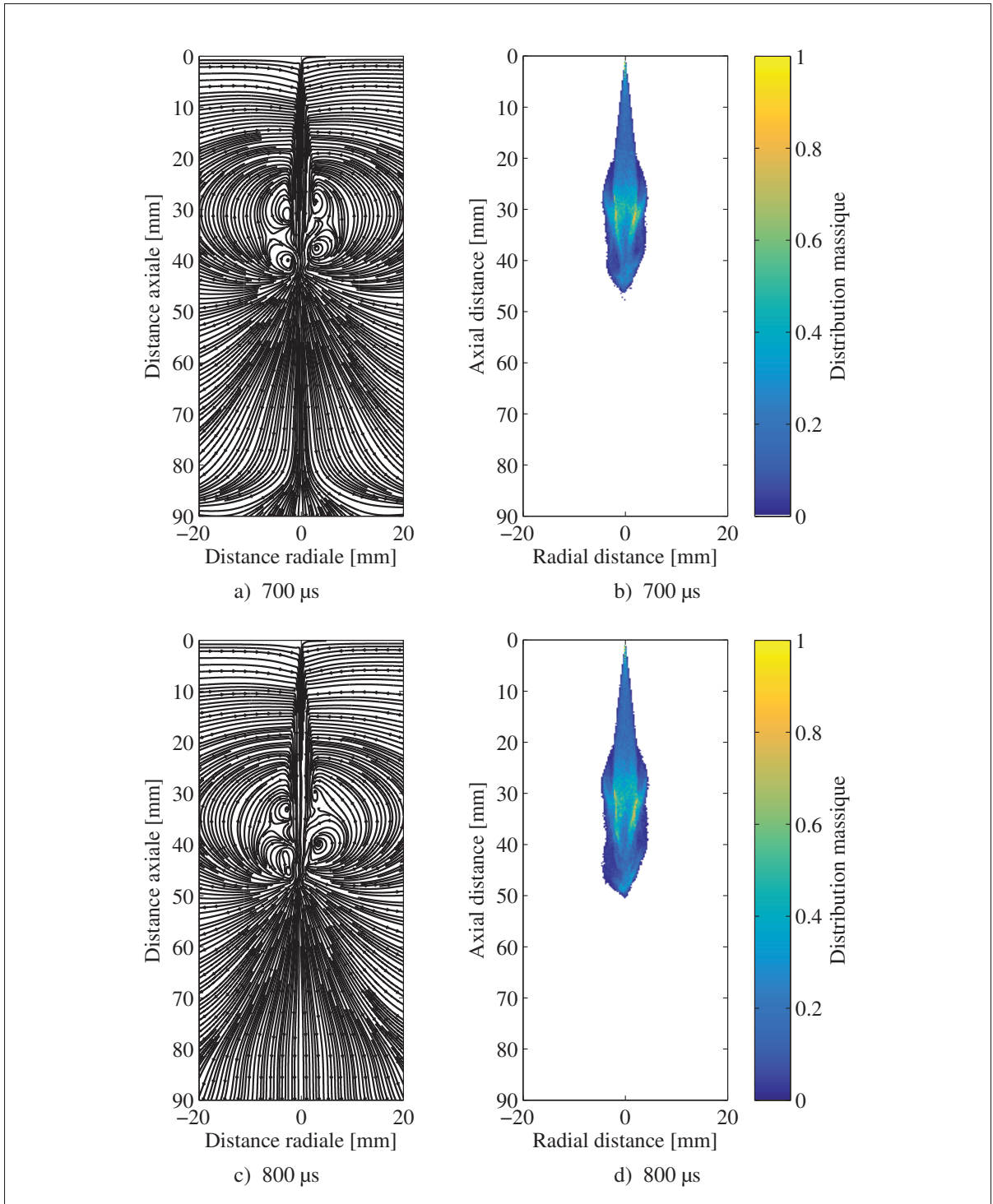


Figure 5.6 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 700 et 800 μs

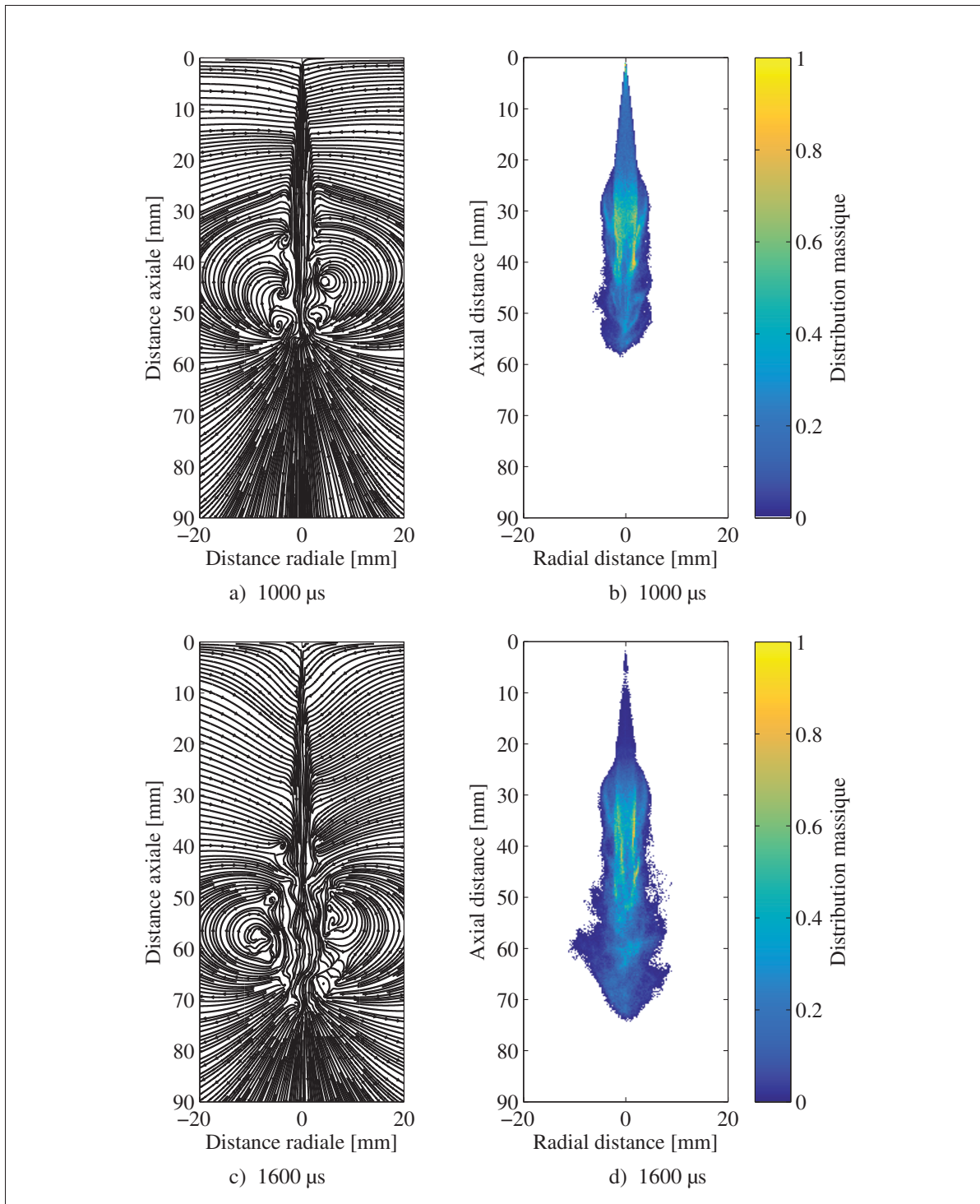


Figure 5.7 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1000 et 1600 μs

Comme dans le cas du critère Q de la sous-section précédente, les lignes de courant à 1200 μs (non-présentées ici par souci de concision) montrent que cette dynamique de fragmentation des structures s'accroît avec la fin de l'injection, qui s'arrête définitivement à 1200 μs . Cette succession de phénomènes génère les lignes de courant présentées sur la Figure 5.7c à la fin de la simulation (1600 μs). Comme dans le cas des résultats expérimentaux de Cao *et al.* (2000), des structures tourbillonnaires sont régulièrement espacées à l'interface entre la phase lagrangienne et la phase eulérienne. Ces dernières entraînent du carburant à leur périphérie, tout en contenant des fractions massiques plus faibles en leur centre, montrant ainsi la formation du mélange après la fin de l'injection.

5.3 Stratégie d'injection double

Dans la section précédente, les structures cohérentes présentes dans un jet de carburant générées par une injection simple ainsi que leur influence sur la distribution du carburant ont été étudiées. Néanmoins, l'amélioration des performances et la réduction des émissions sonores et polluantes des moteurs à combustion interne a conduit à l'utilisation de stratégies d'injection impliquant des pressions d'injection plus élevées ainsi que des stratégies d'injections multiples (Mohan *et al.*, 2013). Cette section a pour objectif de comprendre l'effet d'une stratégie d'injection double sur les structures cohérentes de la phase eulérienne et la formation du mélange.

5.3.1 Conditions d'injection

L'injection double simulée dans cette section consiste à scinder le temps d'énergisation de l'injecteur, initialement de 525 μs pour le cas de l'injection simple, en deux périodes de 265 μs dont le début de chacune est espacé de 1000 μs (Plamondon et Seers, 2014). Ces conditions ont expérimentalement fourni le débit massique présenté sur la Figure 5.8, utilisé comme condition d'injection pour la présente étude.

Cependant, cette injection a été effectuée à 900 bar alors que l'injection étudiée dans la section précédente était effectuée à 700 bar. Afin de comprendre les effets de cette différence de pression

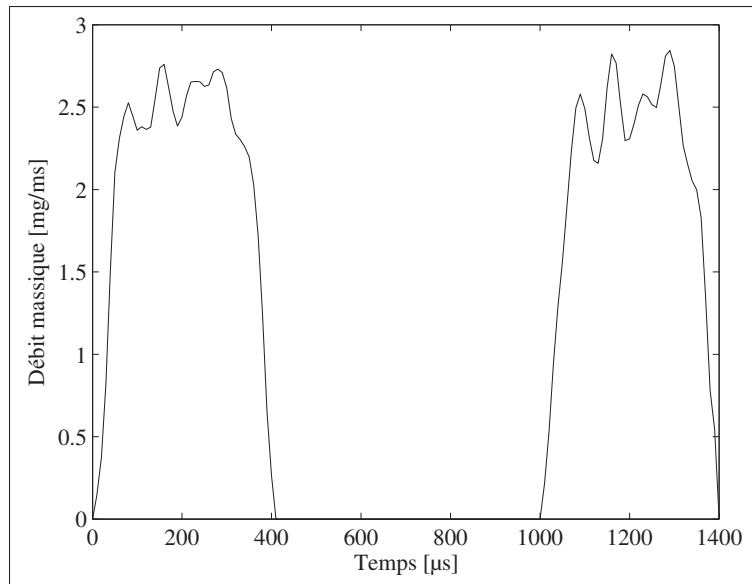


Figure 5.8 Débit massique de carburant moyen d'une injection double à 900 bar

d'injection, une injection simple à 900 bar a été simulée. Par soucis de concision, ces résultats ne sont pas présentés ici mais ils amènent à la conclusion que la différence de pression d'injection n'entraîne pas, qualitativement, de différence significative sur la structure de l'écoulement. Les différences entre les résultats de l'injection simple de la section précédente et ceux de l'injection double présentés dans cette section sont seulement la conséquence de la différence de stratégie d'injection. Ainsi, les résultats présentés dans la sous-section suivante sont analysés en se focalisant sur la phase eulérienne comme dans la section précédente. Concernant la validation des caractéristiques de la phase lagrangienne, le lecteur est invité à se référer à la validation détaillée des résultats, qui est présentée dans l'Annexe VIII.

5.3.2 Analyse tri-dimensionnelle

Comme dans le cas de l'injection simple, la première analyse repose sur la structure de la phase lagrangienne et la détection des structures cohérentes avec le critère Q . Au début de la première injection, dont la phase lagrangienne est représentée à 100 μs sur la Figure 5.9a, la structure du jet est identique à celle obtenue avec une stratégie d'injection simple. De même,

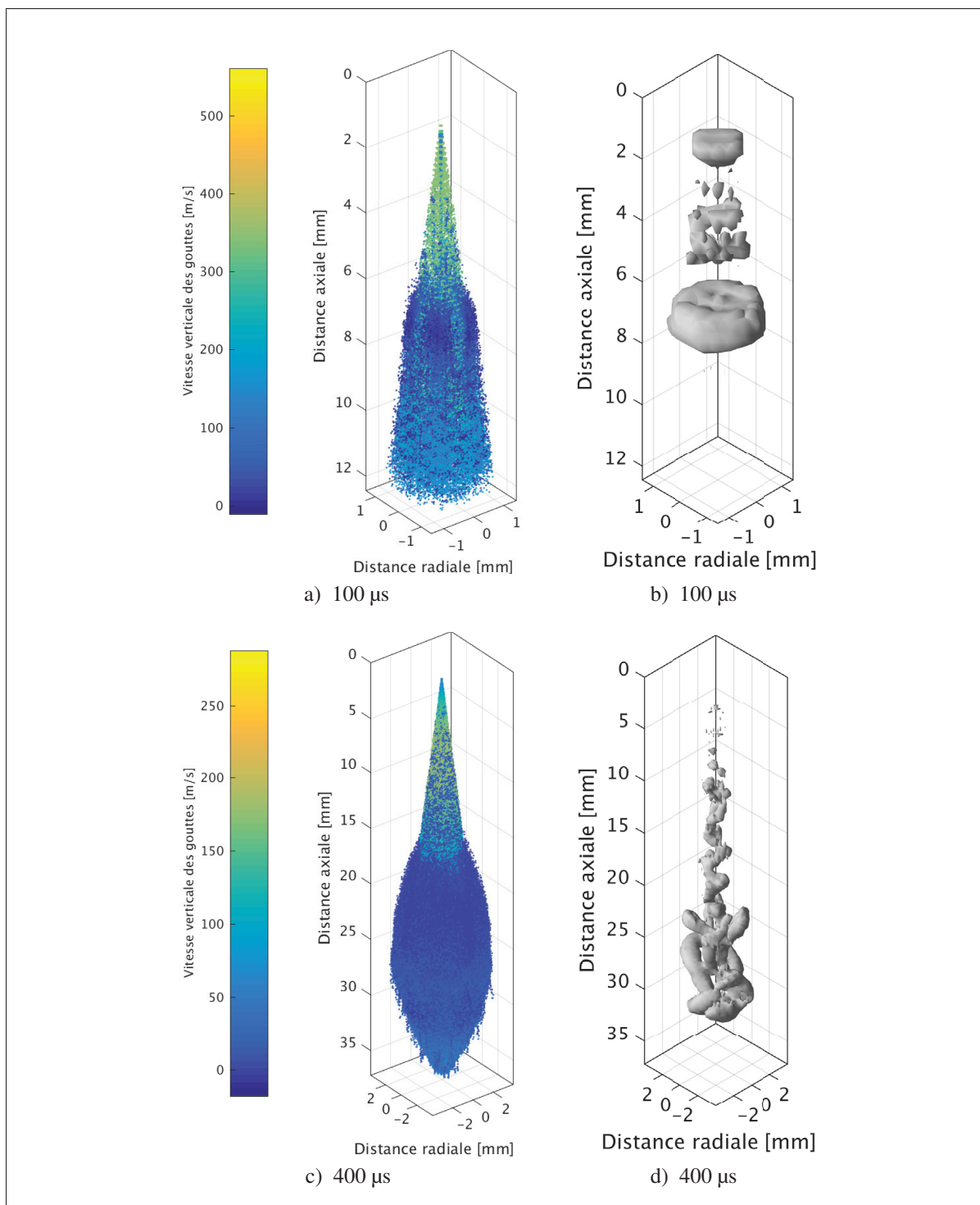


Figure 5.9 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 100 et 200 μs

le critère Q appliqué à la phase eulérienne de la Figure 5.9b détecte une structure annulaire due à l'impulsion du jet de carburant, comme constaté pour le cas de l'injection simple.

Cette similarité entre l'injection simple et double se poursuit jusqu'à $400 \mu\text{s}$, où des différences significatives apparaissent. En effet, même si la phase lagrangienne de la Figure 5.9c est peu perturbée, les structures cohérentes détectées par le critère Q sur la Figure 5.9d expose des structures très déformées voire fragmentées au front, alors qu'entre 12 et 25 mm une portion hélicoïdale peut être observée. Cette dernière caractéristique s'apparente fortement à celle pour l'injection simple, bien que la longueur de cette structure soit plus courte. Cet effet provient de la durée d'injection plus courte qui se traduit par moins de quantité de mouvement fournie à la phase eulérienne.

Après, comme dans le cas de l'injection simple après $1200 \mu\text{s}$, les structures de la phase eulérienne se déplacent plus en aval et continuent de se fragmenter, alors que la phase lagrangienne subit de plus en plus de perturbations. Juste avant le début de la seconde injection intervenant à $1000 \mu\text{s}$, la phase lagrangienne et les structures cohérentes de la phase lagrangienne sont telles que présentées sur, respectivement, les Figures 5.10a et 5.10b.

Ensuite, la seconde injection débute et sa phase liquide est visible dans les premiers 10 mm de la Figure 5.10c, où des gouttes de vitesses élevées entrent en contact avec la phase lagrangienne issue de la première injection. En parallèle, le critère Q de la Figure 5.10d montre que cette injection suit le même mécanisme de génération des structures que dans le cadre de la première injection (Figure 5.9b) et de l'injection simple (Figure 5.1b).

À la fin de la seconde injection ($1400 \mu\text{s}$), la phase lagrangienne de la Figure 5.11a présente des perturbations comme dans le cas de l'injection simple. D'un point de vue eulérien, le critère Q présenté sur la Figure 5.11b montre que les structures issues de la seconde injection se sont fragmentées en ligaments qui sont sur le point de rejoindre les structures cohérentes produites par la première injection. Contrairement à la première injection, la structure hélicoïdale autour de l'axe n'est pas clairement visible. Ceci pourrait provenir du fait que la première injection

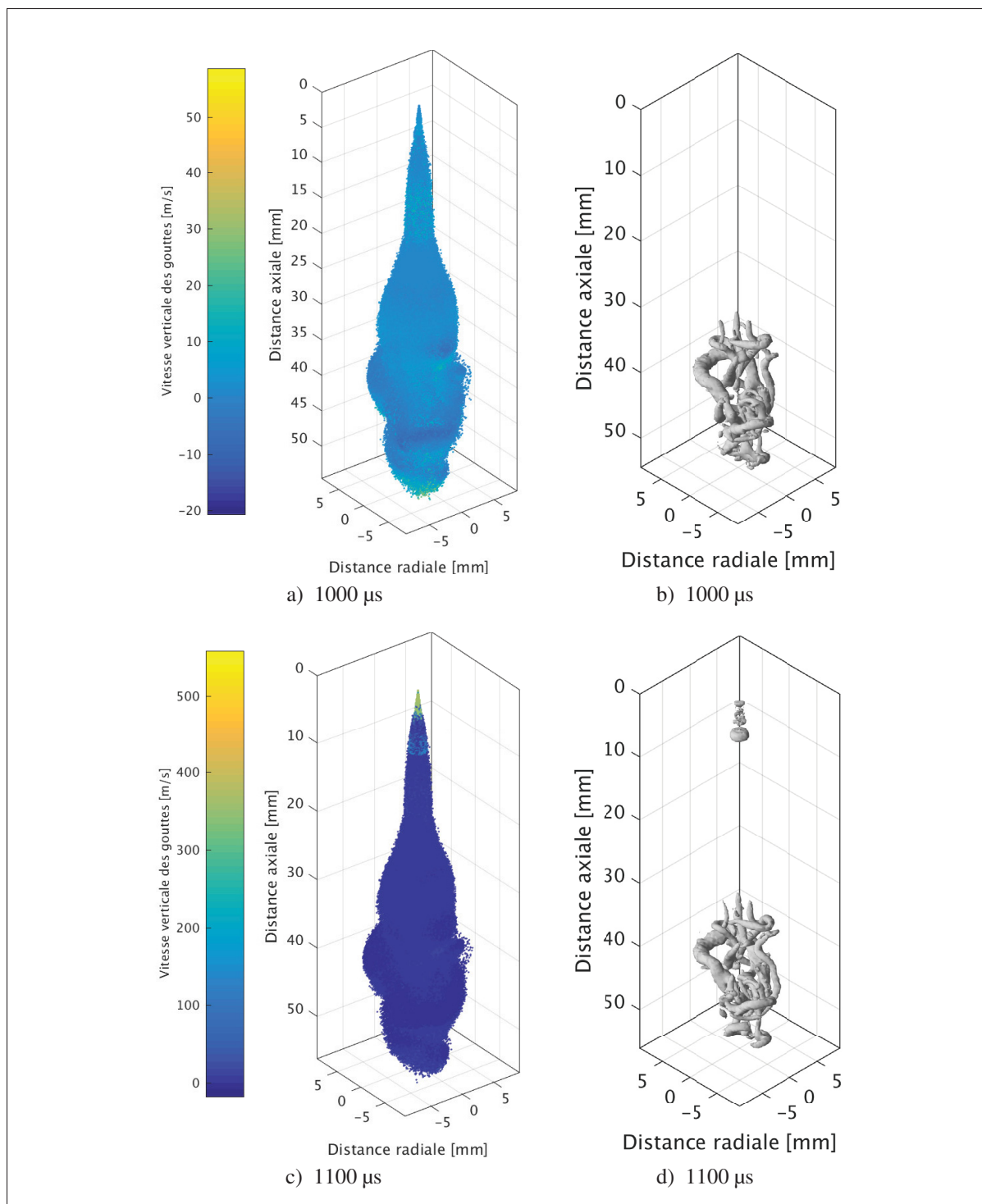


Figure 5.10 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 1000 et 1100 μs

initialise l'écoulement de la phase eulérienne ce qui diminue le cisaillement entre les deux phases lors de la seconde injection, et défavorise la création de structures.

Finalement, à la fin de la simulation, la phase lagrangienne (Figure 5.11c) et les structures cohérentes (Figure 5.11d) de la seconde injection sont complètement fusionnées avec celles de la première injection. Plus particulièrement, les structures cohérentes obtenues par l'injection double ne présentent pas de différence qualitative majeure avec le résultat obtenu à la fin de la simulation de la stratégie d'injection simple.

L'utilisation de la visualisation de la phase lagrangienne ainsi que du critère Q pour la stratégie d'injection double a pu montrer, qualitativement, le même comportement des injections que dans le cas de l'injection simple. Cependant, quelques différences qualitatives existent pour la seconde injection. Afin de mieux conclure, les lignes de courants ainsi que la distribution de la fraction massique de carburant sont analysés dans la sous-section suivante.

5.3.3 Analyse bi-dimensionnelle

Comme dans le cadre de l'injection simple, les lignes de courant de la phase eulérienne sont analysées de paire avec la distribution de la fraction massique de carburant dans le plan médian du jet de carburant grâce aux Figures 5.12 à 5.14. Après le début de la première injection, les lignes de courant présentées à 200 μs sur la Figure 5.12a montrent la paire de structures de recirculation déjà identifiée grâce au critère Q de la sous-section précédente mais aussi pour l'injection simple. De même que dans le cas de l'injection simple, l'analyse de la fraction de carburant présenté sur la Figure 5.12b permet de mettre en évidence deux zones, en aval de la paire de structures de recirculation, qui contiennent une forte concentration de carburant.

Ensuite, à 400 μs , une nouvelle structure est générée sur la visualisation des lignes de courant de la Figure 5.12c, à environ 22 mm de la limite supérieure du domaine. Cependant, contrairement au cas de l'injection simple, une structure symétrique à celle générée n'est pas visible. Ceci pourrait être lié à l'injection plus courte, qui est déjà terminée à cet instant ce qui se traduit par une réduction de l'apport de quantité de mouvement de la part des gouttes vers la phase

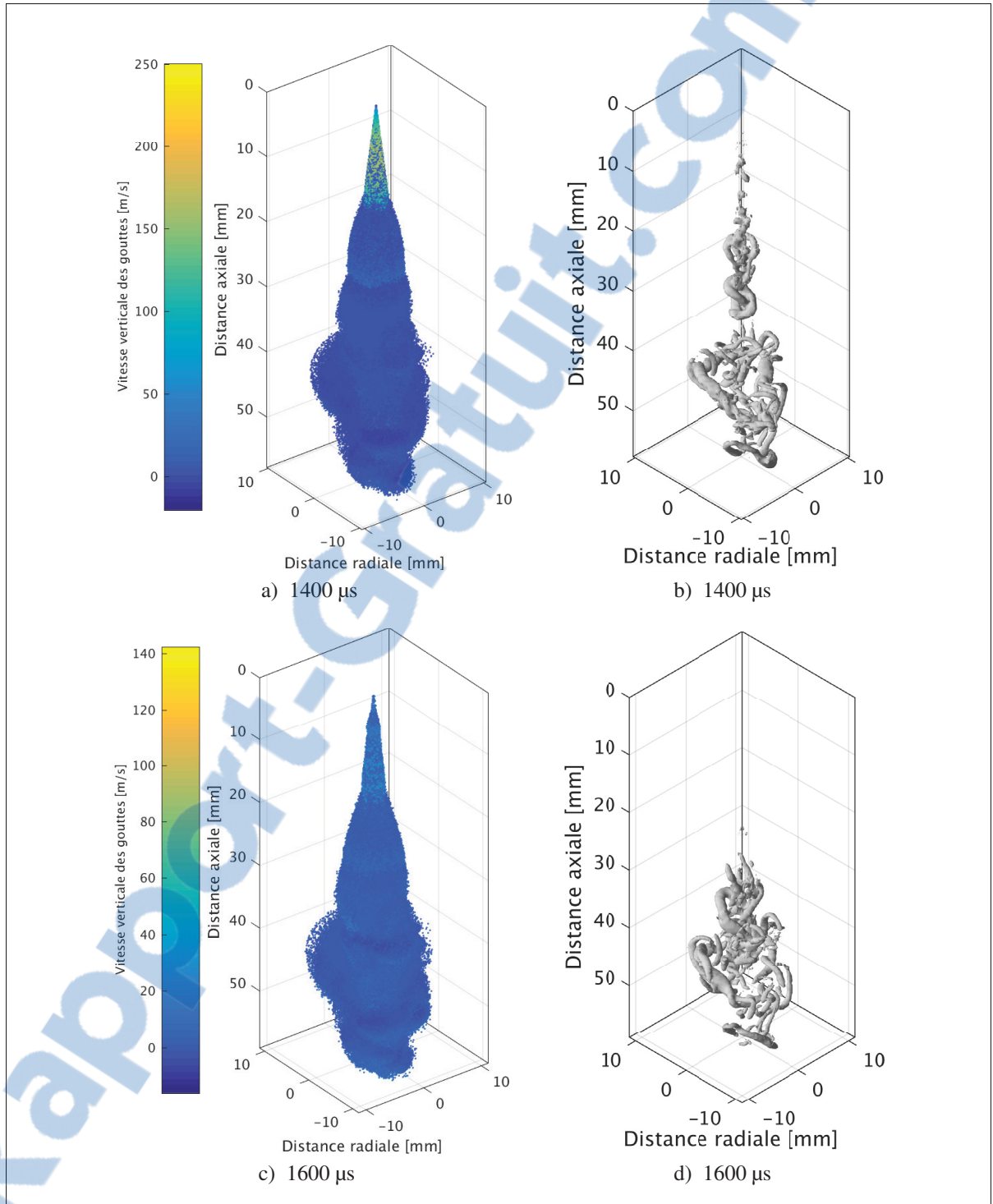


Figure 5.11 Phase lagrangienne du jet de carburant (a et c) et iso-surface du critère Q (b et d) à 1400 et 1600 μs

eulérienne. De plus, la fraction massique de carburant de la Figure 5.12d, comme dans le cas de l'injection simple, montre de fortes concentrations de carburant à la périphérie des structures mises en évidence avec les lignes de courant.

Par la suite, le jet de carburant issu de la première injection évolue sans ajout de quantité de mouvement. Même si peu de différences sont notées sur les lignes de courant de la phase eulérienne comme celles présentées à 1000 μs (Figure 5.13b), la masse de carburant est transportée plus lentement car aucune quantité de mouvement n'est ajoutée à l'écoulement. De ce fait, la Figure 5.13b montre que la masse est plus entraînée radialement par les structures de la phase eulérienne ce qui favorise la surface de contact entre le carburant et l'air ambiant, montrant ainsi un processus de mélange favorisé.

Sur la Figure 5.13c présentant les lignes de courant de la phase eulérienne à 1200 μs , la paire de structures de recirculation provoquée par la seconde injection est observée, tel qu'attendu d'après les résultats précédents. Cette paire de structures peut encore être associée à deux zones avec une concentration de carburant élevée sur la Figure 5.13d. Ce processus a lieu pendant que les structures de la première injection continuent de transporter radialement le carburant.

Plus tard, à 1400 μs , les lignes de courant présentées sur la Figure 5.14a montrent que l'écoulement est de plus en plus chaotique au centre tandis que le second jet entre en contact avec le premier. Cette collision est visible sur la distribution de la fraction massique de carburant de la Figure 5.14b.

Pour finir, à la fin de la simulation (1600 μs), le second jet pénètre plus loin dans le premier ce qui n'apporte pas de différence significative sur les structures montrées par les lignes de courant de la phase eulérienne (Figure 5.14c). Cependant, la distribution de la fraction massique de la Figure 5.14c permet d'observer que le second jet apporte une concentration plus élevée de carburant autour de l'axe du jet, qui pourra ensuite être transportée radialement par les structures de recirculation.

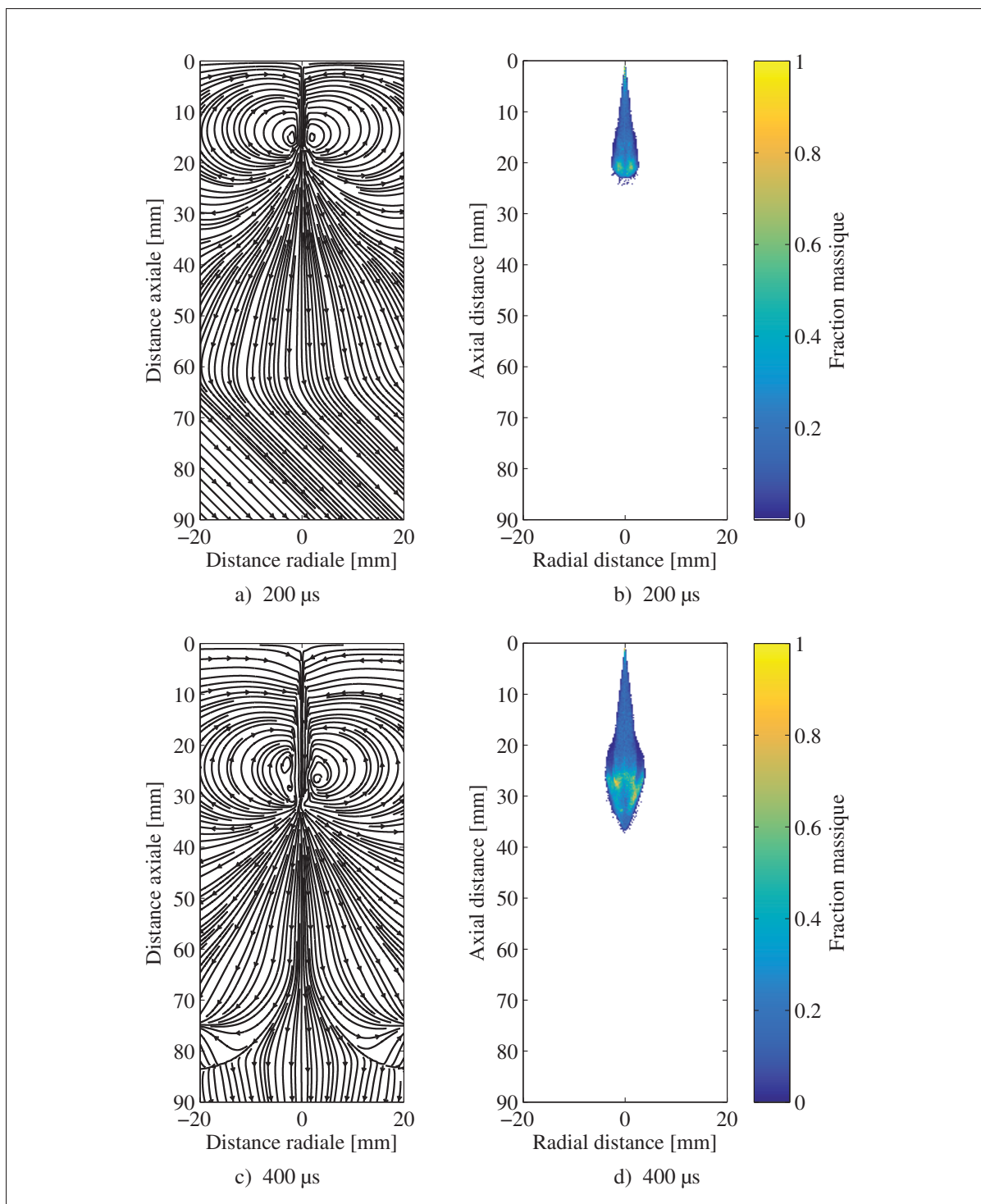


Figure 5.12 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 200 et 400 μs



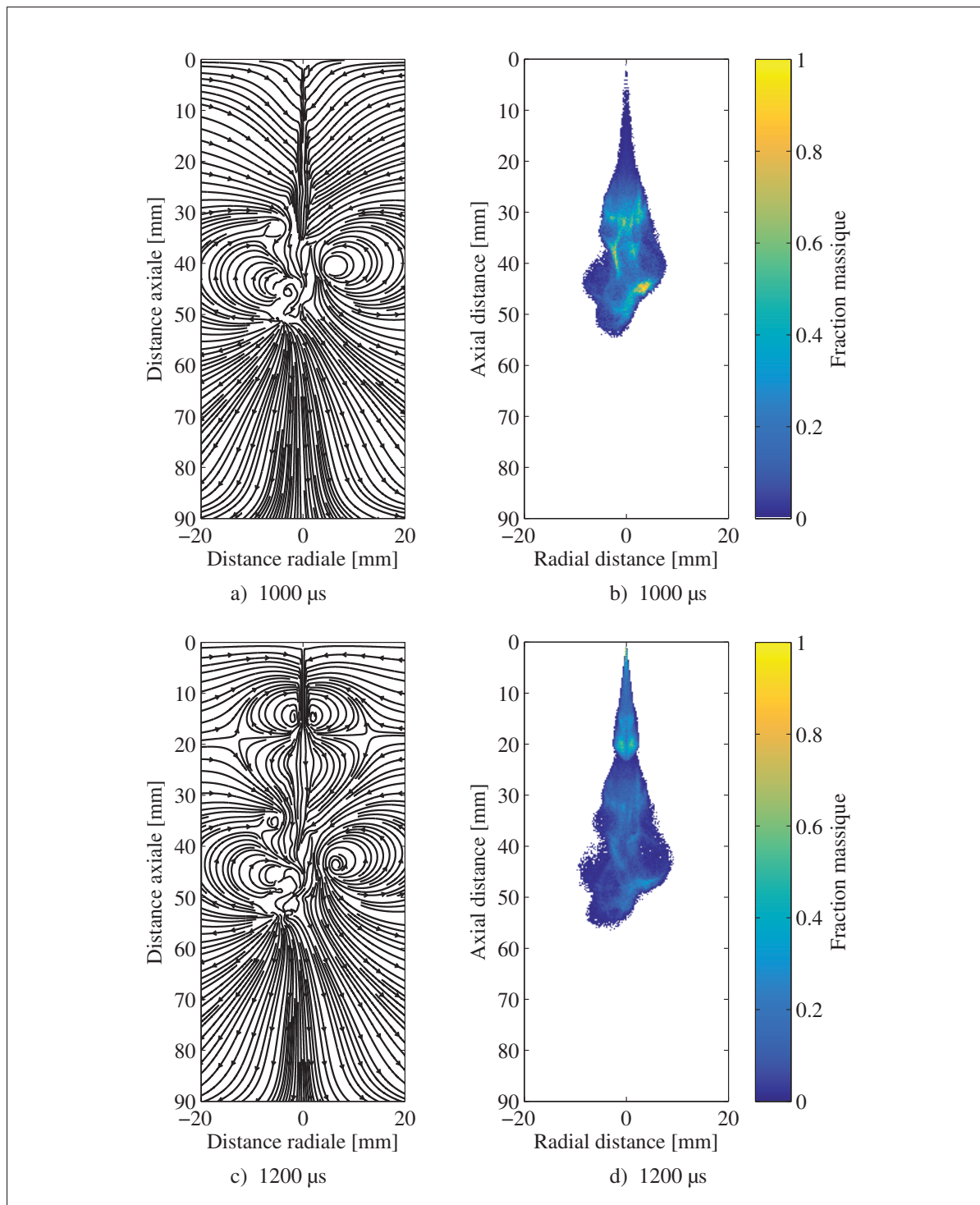


Figure 5.13 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1000 et 1200 μs

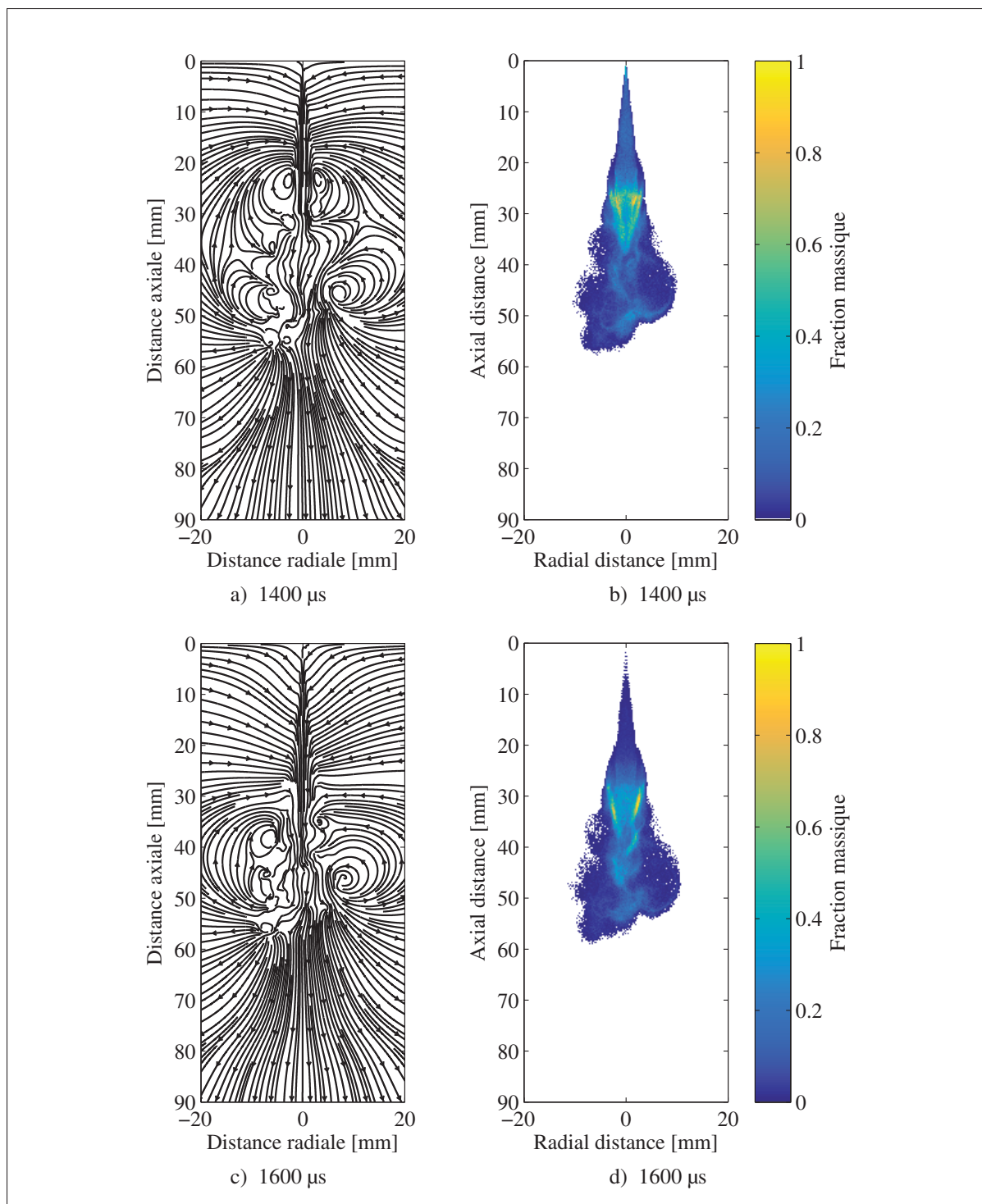


Figure 5.14 Lignes de courant instantanées (a et c) pendant la phase d'injection avec la distribution de fraction massique de carburant (b et d) à 1400 et 1600 μs

5.4 Comparaison qualitative des injections simples et doubles

Afin de compléter l'analyse individuelle des stratégies d'injection, la Figure 5.15 présente les distributions de la fraction massique de carburant pour chaque stratégie d'injection à la fin de la simulation (1600 μ s), qui ont été déjà présentées sur les Figures 5.7d et 5.14d. Parmi les représentations utilisées auparavant, la distribution de fraction massique a été choisie pour la comparaison car elle permet la visualisation du centre du jet de carburant.

La comparaison qualitative montre que l'injection simple montre une diffusion radiale moins importante que dans le cas de l'injection double. En effet, la fin de la première injection intervenant tôt dans le cycle d'injection (environ 600 μ s permet une plus forte interaction avec la phase eulérienne, tel que vu dans la section précédente. De plus, dans le cadre de l'injection double, les zones de forte fraction massique de carburant semblent moins nombreuses avec seulement deux zones où la fraction massique est maximale entre 30 mm et 40 mm. Cette dernière constatation semble montrer que l'injection double offre un meilleur mélange avec la phase eulérienne.

5.5 Bilan du chapitre

Ce dernier chapitre s'est attardé à étudier les différences entre le processus de mélange dans le cadre d'injections simple et double, troisième sous-objectif de cette thèse. Cette finalité a été accomplie par l'intermédiaire d'une analyse tri-dimensionnelle de jet de carburant ainsi que de sa phase eulérienne à l'aide du critère Q. Dans un second temps, la visualisation bi-dimensionnelle a été menée afin de visualiser les mécanismes de mélange entre la phase lagrangienne et eulérienne.

D'abord, une stratégie d'injection simple a été étudiée et a mis en évidence la génération d'une structure annulaire de recirculation dès le début de l'injection. Un parallèle avec les jets gazeux impulsif a permis de conclure que cette structure est le résultat de l'impulsion de quantité de mouvement provoquée par le jet de carburant entrant dans le milieu au repos. Plus tard dans le développement de l'écoulement, une structure hélicoïdale est détectée par le critère Q mais qui

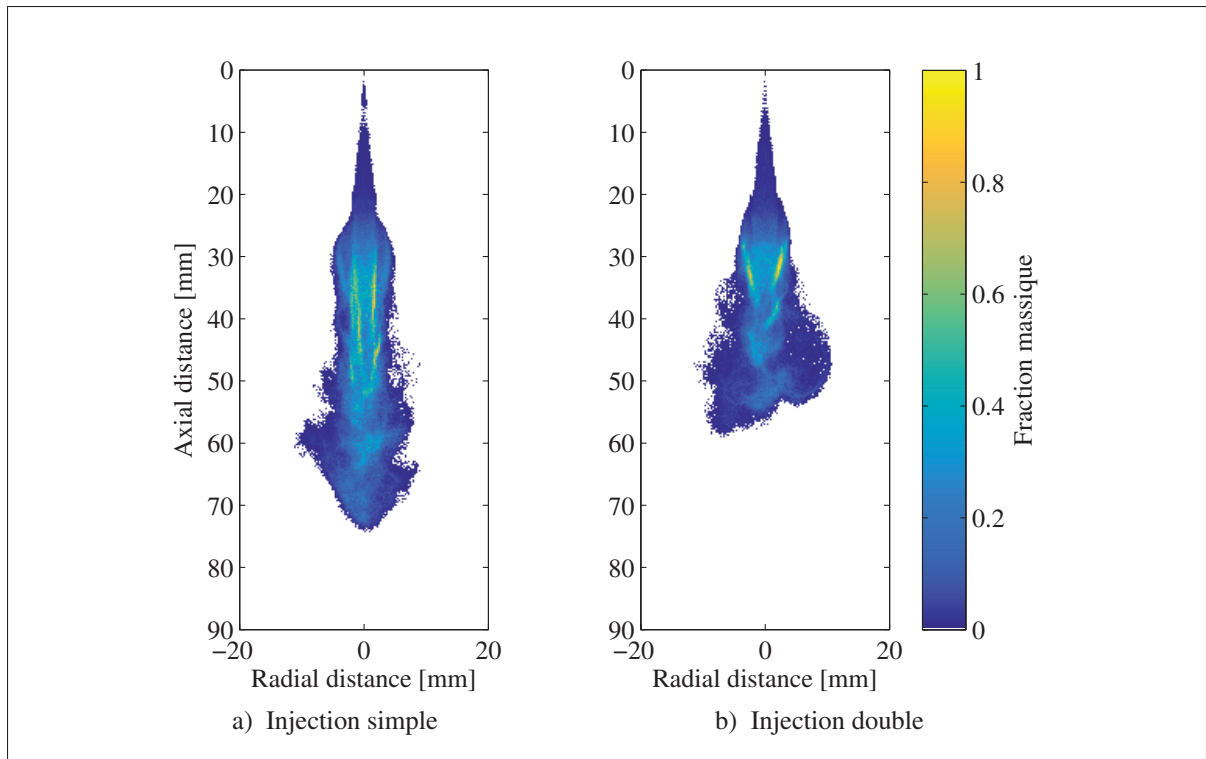


Figure 5.15 Comparaison des distributions de fraction massique produites par une injection simple et une injection double à $1600 \mu\text{s}$

n'est pas visible sur les lignes de courant. Par la suite, la structure annulaire proche du front du jet de carburant se fragmente avant que l'on observe une fragmentation plus généralisée des structures. Ces dernières, grâce à la visualisation de la distribution de la fraction de carburant, montrent qu'elles transportent radialement le carburant, augmentant ainsi la diffusion radiale du carburant.

La seconde partie du chapitre applique la même analyse à l'injection double de carburant. La dynamique générale du mélange apparaît être la même que celle de l'injection simple. Cependant, la double injection permet de créer deux anneaux de recirculation qui, individuellement, sont apparus comme des contributeurs significatifs du mélange dans le cas de l'injection simple. De plus, le délai entre les injections permet aux structures de transporter le carburant plus loin selon la direction radiale, ce qui pourrait favoriser le mélange.

Pour finir, la dernière section reprend les distributions de fraction massique de carburant pour le cas de l'injection simple et double afin de montrer l'influence de la stratégie d'injection sur la formation du mélange. La comparaison qualitative menée montre que l'injection double favorise le mélange avec la phase eulérienne grâce à une plus longue interaction entre le carburant de la première injection et le milieu environnant.

DISCUSSION GLOBALE DES CONTRIBUTIONS

Les travaux présentés dans le chapitre précédent ont permis d'identifier et de caractériser qualitativement la cohérence dans les écoulements eulériens induits par des injections simple et double ainsi que leur influence sur la phase lagrangienne dans le but de mieux comprendre la formation du mélange air-carburant. L'objectif a été atteint suite à l'analyse de stratégies d'injection simple et double suivant deux axes principaux : la morphologie de l'écoulement en 3D et celle en 2D. Ce dernier aspect offre l'avantage de visualiser l'écoulement à l'intérieur du jet de carburant. Cependant, cette contribution sur la structure de l'écoulement repose étroitement sur la calibration du modèle de fragmentation ainsi que sur l'évaluation de la résolution LES, ceci constituant une méthodologie pour l'étude de la formation du mélange.

En effet, le Chapitre 3 concernant le choix et la calibration de deux modèles de fragmentation (Reitz & Diwakar et KHRT) a conduit à la proposition d'une méthodologie de calibration reposant sur une méthode de plan d'expérience. Celle-ci a fait l'objet d'une publication dans le journal *International Journal of Engine Research* (Brulatout *et al.*, 2016). Cette contribution apporte un formalisme dans le processus de calibration qui n'est pas présent dans les autres méthodes proposées dans la littérature. Ce formalisme permet d'avoir une méthode réutilisable et répétable pour différentes conditions d'injection et injecteurs, avec une influence de l'utilisateur limitée au choix des bornes de la matrice d'essai. De plus, suite à une analyse de la formulation, une méthode a été proposée qui étend avec succès les résultats obtenus pour le cas de référence à des pressions d'injection plus élevées. Ceci permet une réduction significative du nombre de simulations pour la calibration du modèle KHRT sur des plages de fonctionnement étendues.

Ensuite, le Chapitre 4 ayant pour objectif de valider la configuration numérique pour la simulation de la phase eulérienne du jet de carburant avec une approche LES a conduit à la proposition d'une méthodologie de validation se basant sur l'application canonique d'un jet d'air gazeux turbulent. Encore une fois, cette nouvelle méthodologie apporte une meilleure vision de la qualité de la résolution fournie par la configuration numérique et ainsi de mieux comprendre les compromis fait lors de la simulation du jet de carburant, particulièrement sur la résolution de

la phase eulérienne. En effet, les conditions simulées sont représentatives de l'écoulement eulérien engendré par le jet de carburant et valident la turbulence de celui-ci, choses qui n'avaient pas été faites à ma connaissance dans la littérature avec des conditions semblables à celles rencontrées dans les jets de carburant (Hoyas *et al.*, 2011; Tsang *et al.*, 2014; Tsang et Rutland, 2016).

L'analyse individuelle de ces contributions permet de les rassembler comme une participation à une unique contribution globale de proposition de méthodologies pour l'étude numérique des jets de carburant. En effet, dans la littérature, on assiste à un mouvement visant à standardiser les études des jets de carburant, dont un des plus forts exemple est l'augmentation du nombre d'études se centrant autour du *Spray A* de l'*Engine Combustion Network* (ECN). Cette action de standardisation du domaine de l'étude des jets de carburant est devenue nécessaire compte tenu de la grande diversité des études se basant sur des conditions expérimentales et numériques relativement différentes, ce qui rend difficile le travail de généralisation des conclusions associées à ces études. Ce besoin est amplifié par l'augmentation de l'utilisation des simulations des grandes échelles dont la qualité des résultats est beaucoup plus sensible aux conditions simulées ainsi qu'aux conditions numériques utilisées.

CONCLUSION

Le développement récent des stratégies d'injection multiples a mis en évidence de réels avantages en terme d'émissions polluantes des moteurs à combustion interne. En parallèle, le développement des méthodes numériques ainsi que des capacités de calcul permettent aujourd'hui de simuler les jets de carburant avec une précision satisfaisante et un temps de calcul limité. De fait, l'utilisation des méthodes numériques construites pour la simulation des jets de carburant est en phase d'application afin de mieux comprendre la dynamique de l'écoulement responsable de l'influence des injections doubles sur la formation du mélange. Cependant, les travaux déjà publiés présentent des limites quant à la caractérisation de l'écoulement turbulent tant dans le cadre des injections simples que les injections doubles.

Le principal objectif de cette thèse était d'approfondir la compréhension de la formation du mélange air-carburant dans le cadre de stratégies d'injections simple et double en milieu non-évaporatif. L'atteinte de cet objectif a été effectuée en proposant, dans un premier temps, une méthode de calibration des constantes du modèle d'atomisation reposant sur une méthode de plan d'expérience. Cette approche a permis de capturer non-seulement les effets individuels des constantes mais aussi de caractériser ceux issus de leurs interactions. De plus, cette approche a permis de formaliser le processus de calibration en rendant les choix de valeurs des constantes plus indépendants de l'utilisateur tout en cartographiant les influences des constantes. Ensuite, la comparaison des deux modèles de fragmentation calibré a conduit au choix du modèle de KHRT compte tenu du comportement physique plus réaliste de la forme du jet ainsi que du diamètre moyen des gouttes, même si la pénétration et l'entraînement d'air fournis étaient équivalents à celles du modèle de Reitz & Diwakar.

Dans un second temps, les travaux effectués visaient à suggérer une méthode de validation de la configuration numérique pour la bonne résolution de la phase lagrangienne du jet de carburant avec une approche LES. Pour cela, l'application du jet d'air turbulent a été choisie de par la similarité de la physique avec un jet de carburant déjà exploitée dans la littérature. Afin de maximiser cette similarité, les conditions d'entrée du jet d'air turbulent ont été extraites de l'écoulement de la phase eulérienne du jet de carburant simulé avec l'approche URANS du

chapitre précédent. La bonne concordance entre les résultats numériques et expérimentaux de la littérature des jets d'air et des jets de carburant, a permis de conclure que la configuration numérique choisie était convenable pour la simulation des jets de carburant. Ceci a été confirmé lors de l'application de cette configuration numérique à la simulation des grandes échelles du même jet de carburant, particulièrement avec la qualité de la résolution obtenue pour la phase eulérienne. En effet, les résultats issus de la moyenne d'ensemble des simulations correspondaient à ceux de la littérature des jets de carburant expérimentaux, tant pour les propriétés lagrangiennes que pour les profils de vitesse et l'entraînement de la phase eulérienne.

La dernière partie des simulations menées dans le cadre de cette thèse avaient pour objectif d'étudier les différences entre le processus de mélange dans le cadre d'injections simple et double. D'abord, l'écoulement issu des deux stratégies a été étudié d'un point de vue tridimensionnel avec la visualisation de la phase lagrangienne couplée à l'application du critère Q à la phase eulérienne. Ceci a permis d'identifier deux mécanismes de création des structures. Le premier intervient suite à l'impulsion donnée dès le début de l'injection de carburant, et produit une structure annulaire voyageant avec le front du jet de carburant. Le second mécanisme est détecté plus tard durant l'injection et produit une structure de forme hélicoïdale autour de l'axe du jet de carburant. Cette analyse a été complétée avec une visualisation bidimensionnelle de l'écoulement constituée des lignes de courant de la phase eulérienne sur le plan médian du jet couplée avec la distribution de fraction de carburant. L'étude au travers de ces deux critères a permis de détecter la présence de structures tourbillonnaires et de mettre en évidence qu'elles participent activement à la diffusion radiale du carburant, augmentant ainsi la surface de contact entre le carburant diesel et l'air pour ainsi favoriser la formation du mélange. Ceci est particulièrement vrai pour les injections doubles dont la dynamique reproduit lors de chaque injection les structures turbulentes responsables de la formation du mélange.

RECOMMANDATIONS

Suite aux travaux développés dans cette thèse, certaines limitations du modèle utilisé peuvent être adressées. Cette section vise à recommander l'étude de cinq d'entre-elles concernant respectivement la validation, la méthode numérique, la méthode de discrétisation du domaine physique, la formulation d'un sous-modèle de la phase lagrangienne ainsi que la portée des travaux afin de se rapprocher de l'application industrielle des moteurs à combustion interne.

Le premier élément clé pour une meilleure validation du modèle numérique concerne l'accès à des données expérimentales. Ceci est particulièrement vrai pour l'utilisation de l'approche LES employée dans les Chapitres 4 et 5 de cette thèse. En effet, la validation rigoureuse de cette approche passe par une comparaison approfondie des données de la phase eulérienne, particulièrement de profils turbulents et des structures de l'écoulement. Cet aspect expérimental constitue, à mon avis, un des enjeux majeurs afin d'orienter le développement de cette approche LES pour les jets de carburant.

Dans la même optique de validation, la méthodologie du jet d'air utilisée dans le Chapitre 4 pourrait être appliquée au delà de la zone de transition de la turbulence afin d'atteindre la zone de turbulence pleinement développée. En effet, la validation des quantités turbulentes est alors plus simple grâce aux mesures expérimentales déjà disponibles dans la littérature et aux études approfondies de la turbulence dans cette zone. Cependant, le domaine nécessaire à l'atteinte de cette zone est environ trois fois plus grand que celui du Chapitre 4, ce qui engendre un coût de calcul lui aussi beaucoup plus important et qui n'a pas pu être atteint dans le cadre de cette thèse.

Le second volet proposé concerne la méthode numérique utilisée pour simuler la phase lagrangienne. En effet, la méthode lagrangienne utilisée dans cette thèse repose sur l'hypothèse que les gouttes de carburant sont ponctuelles. Cette hypothèse fonctionne seulement en supposant que le volume de gaz contenu dans la cellule à l'intérieur de laquelle la goutte se situe est très grand devant le volume de la goutte. Cependant, ce rapport n'est pas respecté dans les applications de jets de carburant, particulièrement proche de l'injecteur où la densité de gouttes

est très élevée. De plus, l'utilisation de l'approche LES impose l'utilisation de maillages de plus en plus fins, ce qui entraîne la violation de l'hypothèse dans un volume plus grand. Le non-respect de cette hypothèse mène principalement à l'absence d'indépendance du maillage dans la plupart des codes de CFD. Pour palier à ce problème, une des méthodes les plus prometteuse consiste à simuler la phase liquide du jet de carburant d'un point de vue eulérien proche de l'injecteur, puis quand l'hypothèse de la phase lagrangienne peut être satisfaite, cette approche est alors utilisée pour permettre une simulation plus proche de la physique du jet, tel qu'entrevu dans le Chapitre 1. Cette méthode s'approprie ainsi les avantages des méthodes eulérienne et lagrangienne dans des zones où l'application de l'autre devient problématique. Malgré cela, un des principaux défis entourant cette méthode est la transition entre le point de vue eulérien et lagrangien. En effet, le premier fournit seulement un diamètre de goutte moyen et capture seulement une vitesse globale de l'écoulement lagrangien. Ces informations doivent être converties en caractéristiques pour les gouttes individuellement générées lorsque l'hypothèse lagrangienne est satisfaite. Un des mécanismes de transition les plus utilisés consiste à créer les gouttes répondant à une distribution qui est calibrée en fonction de résultats expérimentaux, limitation qui a été discutée pour la méthode *blob* dans la Section 1.2.2. Malgré ces difficultés, l'utilisation de cette méthode pourrait produire une meilleure indépendance de la solution vis-à-vis du maillage.

Au delà du problème d'hypothèse lagrangienne, une autre limitation de la simulation est la quantité d'éléments nécessaires afin de simuler le jet. En effet, l'écoulement n'est pas le même dans tout le domaine au cours du temps, i.e. le jet de carburant pénètre dans l'enceinte à volume constant impliquant des différences de vitesse d'écoulement allant jusqu'à deux ordres de grandeur de différence. Afin de limiter le coût de calcul, une stratégie d'adaptation du maillage en fonction de l'écoulement s'avère nécessaire pour des calculs avec une taille de maille plus fine. Par exemple, le maillage utilisé dans les simulations LES de cette thèse compte environ 9 millions d'éléments alors que réduire la taille de base d'une maille par deux porte le nombre de cellule à 56 millions, très difficile à simuler en termes de temps de calcul et de mémoire

allouée. En revanche, même si le maillage adaptatif remédie à ces problèmes, il est important de bien quantifier l'influence de cette méthode sur les résultats obtenus.

Dans cette continuité, la dernière suggestion numérique concerne la physique du jet avec l'application des techniques décrites dans cette thèse à des cas en milieu évaporatif afin de comprendre l'impact de ce phénomène sur la calibration des constantes et surtout la structure de l'écoulement. En effet, la calibration des constantes faite dans un milieu évaporatif avec la méthode de variation d'une constante à la fois montre des différences significatives avec les cas non-évaporatifs. De fait, l'utilisation d'une méthode de plan d'expérience, telle que proposée dans le Chapitre 2, pourrait mettre en évidence d'autres interactions entre les constantes des modèles de fragmentation. Ensuite, l'étude des caractéristiques de l'écoulement turbulent dans le jet de carburant pourrait mettre en évidence une différence dans la création des structures, notamment en mettant en avant un des mécanismes identifiés dans le Chapitre 5 qui serait prépondérant par rapport à l'autre, de part l'interaction plus faible de la phase lagrangienne avec le milieu eulérien. De plus, la présence de l'évaporation permettrait aussi d'avoir un accès direct au mélange air-carburant, et donc de comprendre les effets des structures sur le mélange avant la combustion.

ANNEXE I

DÉRIVATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES DANS LE CADRE D'UNE APPROCHE URANS

La Section 2.2.2 présente les équations de Navier-Stokes telles qu'elles sont déduites de la deuxième loi de Newton. En revanche, il a été vu que différentes approches peuvent être appliquées afin de résoudre numériquement ces équations, telle que la méthode URANS. Cette annexe a pour but de montrer comment les équations URANS résolues par le code STAR-CD, présentées dans la Section 2.4.1, sont déduites des premières. Pour plus de détails sur le sujet, le lecteur est invité à se référer à Wilcox (2006).

L'approche URANS repose sur la décomposition des propriétés en une composante moyenne d'ensemble $\bar{\phi}$ et une composante de fluctuation ϕ' , telles que présentées dans l'équation suivante pour que quantité ϕ quelconque :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{A I-1})$$

Aussi, étant donné le caractère compressible des présentes simulations, la moyenne de Favre présentée dans la Section 2.4.1 est définie avec les notations suivantes :

$$\overline{\rho_a u_i} = \overline{\rho_a} U_i \quad (\text{A I-2})$$

La décomposition de l'équation A I-3 peut alors s'écrire sous la forme de la moyenne de Favre Φ et de la fluctuation de Favre ϕ'' :

$$\phi = \Phi + \phi'' \quad (\text{A I-3})$$

Le rassemblement des équations A I-2 et A I-3 permet de conclure que la moyenne d'ensemble des fluctuations de Favre $\overline{\rho \phi''}$ est nulle, propriété essentielle pour la simplification des équations qui suivent. De plus, l'opérateur de moyenne possède trois principales propriétés permet-

tant la simplification des équations obtenues et sont décrite par les trois équations suivantes :

$$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial x_j}} = \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \quad (\text{A I-4})$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x_j} (\phi \psi)} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\Phi \Psi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\phi' \psi')$$
(A I-5)

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \phi_j}{\partial x_i} \right)} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \Phi_j}{\partial x_i} \right)$$
(A I-6)

Par la suite, cet opérateur est appliqué aux équations de Navier-Stokes dont les dérivations respective sont détaillées dans les trois sections suivantes.

1. Équation de continuité

L'équation de continuité de Navier-Stokes s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a u_i) = 0 \quad (\text{A I-7})$$

L'opérateur de moyenne est alors appliqué pour donner l'équation suivante :

$$\frac{\partial \overline{\rho_a}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho_a u_i}) = 0 \quad (\text{A I-8})$$

L'utilisation de la moyenne de Favre conduit finalement à l'équation suivante qui est résolue par le code :

$$\frac{\partial \overline{\rho_a}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho_a} U_i) = 0 \quad (\text{A I-9})$$

2. Équation de quantité de mouvement

L'équation originale de conservation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_a u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + s_i \quad (\text{A I-10})$$

L'opérateur de moyenne et la moyenne de Favre sont appliqués à cette équation pour donner l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a U_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A I-11})$$

Avec le terme convectif $\overline{\rho_a u_i u_j}$ qui peut se décomposer de la manière suivante :

$$\overline{\rho_a u_i u_j} = \overline{\rho_a (U_i + u_i'') (U_j + u_j'')} = \overline{\rho_a U_i U_j} + \overline{\rho_a u_i'' u_j''} \quad (\text{A I-12})$$

L'équation de quantité de mouvement résolue devient alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a U_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a U_j U_i} + \overline{\rho_a u_i'' u_j''}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A I-13})$$

L'équation d'énergie initiale s'écrit :

3. Équation d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_a e) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a e u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (p u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (\text{A I-14})$$

L'opérateur de moyenne est alors appliqué à cette équation pour donner l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a e}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a e u_j}) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{p u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\tau_{ij} u_i}) - \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} \quad (\text{A I-15})$$

Cette dernière contient des termes non-calculable sous leur forme brute. Leurs décompositions respectives sont présentés dans les équations suivante :

$$\overline{\rho_a e} = \overline{\rho_a \left(\frac{p}{\rho_a (\gamma - 1)} + \frac{1}{2} u_i u_i \right)} = \frac{P}{(\gamma - 1)} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a U_i U_i} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i''}$$

$$\frac{P}{(\gamma - 1)} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a U_i U_i} + \overline{\rho_a k} = \overline{\rho_a E} \quad (\text{A I-16})$$

Avec E l'énergie totale moyenne et k l'énergie cinétique turbulente modélisé, dans cette étude, par le modèle de turbulence k- ε . Les termes restant se décomposent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\overline{\rho_a e u_j} &= \overline{\rho_a \left(\frac{p}{\rho_a(\gamma-1)} + \frac{1}{2} u_i u_i \right) u_j} \\ &= \frac{P U_j}{\gamma-1} + \frac{\overline{p'' u_j''}}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a U_i U_i U_j} + \overline{\rho_a u_i'' u_j'' U_i} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i'' U_j} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i'' u_j''}\end{aligned}\quad (\text{A I-17})$$

$$\overline{p u_j} = P U_j + \overline{p'' u_j''}\quad (\text{A I-18})$$

$$\overline{\tau_{ij} u_i} = \overline{\tau_{ij} (U_i + u_i'')} = \overline{\tau_{ij} U_i} + \overline{\tau_{ij} u_i''}\quad (\text{A I-19})$$

Afin de simplifier l'expression finale de l'équation, les expressions de l'enthalpie moyenne H et du transfert de chaleur turbulent sont introduites :

$$H = \frac{P}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a U_i U_i} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i''} + P\quad (\text{A I-20})$$

$$c_p \overline{\rho_a u_j'' T''} = \frac{\overline{p'' u_j''}}{\gamma-1} + \overline{p'' u_j''}\quad (\text{A I-21})$$

La forme finale de l'équation d'énergie en URANS devient alors :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a E}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a H U_j}) = \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\tau_{ij} U_i} + \overline{\tau_{ij} u_i''} + \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i'' u_j''} + \overline{\rho_a u_i'' u_j'' U_i} + c_p \overline{\rho_a u_j'' T''} - \overline{q_j} \right)\end{aligned}\quad (\text{A I-22})$$

Les termes ne pouvant être calculés sont modélisés de la manière suivante :

$$\overline{\tau_{ij} u_i''} - \frac{1}{2} \overline{\rho_a u_i'' u_i'' u_j''} \simeq \left(\mu_a + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j}\quad (\text{A I-23})$$

$$c_p \overline{\rho_a u_j'' T''} \simeq - \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}\quad (\text{A I-24})$$

Pour finir, le terme de transfert de chaleur \bar{q}_j est approximé de la manière suivante :

$$\bar{q}_j = -k_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \simeq -\frac{c_p \mu_a}{Pr} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (\text{A I-25})$$

ANNEXE II

MODÈLES DE TURBULENCE URANS : k-ε

Le modèle k-ε possède une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et une pour le taux de dissipation turbulente ε . La formulation présentée ici est une version adaptée afin de prendre en compte les effets de compressibilité, de la gravité et de non-linéarité, comme pour le transport de l'énergie cinétique turbulente présenté dans l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho_a U_j k - \left(\mu_a + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t (P + P_B) - \rho_a \varepsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \rho_a k \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL} \quad (\text{A II-1})$$

Où k est l'intensité turbulente, μ_t est la viscosité turbulente et σ_k le nombre de Prandtl turbulent. Les termes μ_t , P , P_B et P_{NL} sont définis suivant les équations suivantes :

$$\mu_t = \rho_a C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A II-2})$$

$$P \equiv S_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{A II-3})$$

$$P_B \equiv -\frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \rho_a}{\partial x_i} \quad (\text{A II-4})$$

$$P_{NL} = -\frac{\rho_a}{\mu_t} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\rho_a k}{\mu_t} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A II-5})$$

Où C_μ est une constante, ε est le taux de dissipation, g_i le vecteur d'accélération de la gravité et $\sigma_{h,t}$ est le nombre de Prandtl turbulent. Chaque terme de l'équation A II-1 possède une signification précisée dans le Tableau II-1, où les termes sont numérotés selon leur position de gauche à droite. De la même manière est définie l'équation du taux de dissipation turbulente

Tableau-A II-1 Termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

Gauche	1	Variation temporelle de k
	2	Transport par convection de k
	3	Transport par diffusion de k
Droite	4	Création de k
	5	Effets de la gravité
	6	Destruction de k
	7	Effets de compressibilité
	8	Terme de non-linéarité

A II-6, pour laquelle les termes sont définis dans le Tableau II-2.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_a \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho_a U_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\mu_t P - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \rho_a k \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] \\ + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - C_{\varepsilon 2} \rho_a \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho_a \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_{NL} \quad (\text{A II-6})$$

Où $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$ et $C_{\varepsilon 4}$ sont des constantes. Ces constantes, comme celles mentionnées auparavant, ont des valeurs par défaut présentées dans le Tableau II-3.

Tableau-A II-2 Interprétation de termes de l'équation du taux de dissipation turbulente

Gauche	1	Variation du taux de dissipation turbulente ε
	2	Transport par convection de ε
	3	Transport par diffusion de ε
Droite	4	Création de ε
	5	Effets de la compressibilité
	6	Effets de la gravité
	7	Destruction de ε
	8	Effets de la compressibilité
	9	Terme de non-linéarité

Tableau-A II-3 Coefficients par défaut du modèle k- ε

C_μ	σ_k	σ_ε	σ_h	σ_m	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$	κ	E
0,09	1,0	1,22	0,9	0,9	1,44	1,92	0 ou 1,44	-0,33	0,419	9,0

ANNEXE III

DÉRIVATION DES ÉQUATIONS DE NAVIER-STOKES DANS LE CADRE D'UNE APPROCHE LES

Dans la Section 2.4.2, les équations résolues par le code STARCCM+ pour la simulation des grandes échelles ont été présentées. Ces dernières comportent des approximations qui vont être détaillées dans cette annexe.

1. Équation de continuité

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a u_i) = 0 \quad (\text{A III-1})$$

L'opération de filtrage est ensuite appliquée pour fournir l'équation suivante :

$$\frac{\partial \overline{\rho_a}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho_a u_i}) = 0 \quad (\text{A III-2})$$

Du fait que l'écoulement simulé ici est considéré compressible, le filtre de Favre défini par l'équation (2.29) est utilisé afin de découpler le terme de masse volumique ρ_a et de vitesse \tilde{u}_i , pour finalement obtenir l'équation résolue suivante :

$$\frac{\partial \overline{\rho_a}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho_a} \tilde{u}_i) = 0 \quad (\text{A III-3})$$

2. Équation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_a u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + s_i \quad (\text{A III-4})$$

L'application de l'opérateur de filtrage fournit l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A III-5})$$

Comme pour l'équation de continuité, le filtre de Favre est utilisé pour découpler le terme de masse volumique ρ_a et de vitesse \tilde{u}_i , donnant l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a \tilde{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A III-6})$$

En revanche, le terme de convection $\overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j}$ est non-linéaire et donc, insoluble. Ce terme est décomposé sous la forme suivante :

$$\overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{\rho_a (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)} = \overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \tau_{ij}^{sgs} \quad (\text{A III-7})$$

Avec τ_{ij}^{sgs} le tenseur des contraintes de sous-maille qui doit être modélisé, ici avec le modèle de Smagorinsky dynamique détaillé dans l'Annexe IV. L'équation (A III-6) s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_a \tilde{u}_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A III-8})$$

De plus, le terme $\bar{\tau}_{ij}$ correspond au tenseur des contraintes filtrées qui s'écrit :

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (\text{A III-9})$$

Ce terme n'est pas directement résoluble et donc le terme des contraintes du champs de vitesse filtrée $\check{\tau}_{ij}$ est introduit :

$$\check{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (\text{A III-10})$$

En incorporant ce terme de contrainte, l'équation (A III-8) s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \check{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} - \check{\tau}_{ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} + \bar{s}_i \quad (\text{A III-11})$$

Dans le cadre du code STAR-CCM+, le terme $\bar{\tau}_{ij} - \check{\tau}_{ij}$ est négligé, comme dans la plus part des codes CFD Garnier *et al.* (2009), laissant l'équation sous la forme présentée dans la Section 2.4.2.

3. Équation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_a e) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a e u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (p u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (\text{A III-12})$$

Comme pour les autres équations l'opération de filtrage et le filtre de Favre sont appliqués, d'où l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}_a \tilde{e}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) - \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} \quad (\text{A III-13})$$

Comme dans le cas du terme $\bar{\tau}_{ij}$ de l'équation de conservation de quantité de mouvement, les termes $\bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j$, $\bar{p} \tilde{u}_j$, $\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i$ et \bar{q}_j ne sont pas directement calculables et sont exprimé respectivement comme les équations (A III-14), (A III-15), (A III-16) et (A III-17).

$$\bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j = \bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j + (\bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j - \bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j) \quad (\text{A III-14})$$

$$\bar{p} \tilde{u}_j = \bar{p} \tilde{u}_j + (\bar{p} \tilde{u}_j - \bar{p} \tilde{u}_j) \quad (\text{A III-15})$$

$$\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i = \check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i + (\bar{\tau}_{ij} \tilde{u}_i - \check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) \quad (\text{A III-16})$$

$$\bar{q}_j = \check{q}_j + (\bar{q}_j - \check{q}_j) \quad (\text{A III-17})$$

L'équation de conservation d'énergie peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}_a \tilde{e}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{p} \tilde{u}_j) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) + \frac{\partial \check{q}_j}{\partial x_j} \\ & = -\frac{\partial}{\partial x_j} [(\overline{\rho_a e u_j} - \bar{\rho}_a \tilde{e} \tilde{u}_j) + (\overline{p u_j} - \bar{p} \tilde{u}_j) - (\overline{\tau_{ij} u_i} - \check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) - (\bar{q}_j - \check{q}_j)] \quad (\text{A III-18}) \end{aligned}$$

Avec les termes du membre de droite du signe égal représentant les termes de sous-maille devant être modélisés. En revanche, dans le cadre du code STAR-CCM+, seul le terme de transfert de chaleur de sous-maille $C_p q_j^{sgs}$ est modélisé, les autres étant négligés (CD-Adapco, 2013; Garnier *et al.*, 2009). L'équation de conservation de l'énergie se résume alors à :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \tilde{e}) + \frac{\partial}{\partial x_j}((\bar{\rho} \tilde{e} + \bar{p}) \tilde{u}_j) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\check{\tau}_{ij} \tilde{u}_i) + \frac{\partial \check{q}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}(C_p q_j^{sgs}) \quad (\text{A III-19})$$

ANNEXE IV

MODÈLE DE SOUS MAILLE SMAGORINSKY DYNAMIQUE

Ce modèle dérive du modèle de Smagorinsky (1963). Comme présenté dans la Section 2.4.2, le modèle repose donc sur l'hypothèse de Boussinesq (1877) faisant l'analogie entre les grandes et les petites échelles. Les contraintes au sein de ces dernières est supposé proportionnel au taux de déformation du champs résolu. La constante de proportionnalité liant ces deux quantités est appelée viscosité de sous-maille μ_{sgs} . Le but du modèle de Smagorinsky est de calculé cette viscosité suivant l'équation suivante :

$$\mu_{sgs} = \rho_a (C_s \Delta)^2 \sqrt{2\check{S}_{ij}\check{S}_{ij}} \quad (\text{A IV-1})$$

Contrairement au modèle original, la constante C_s est calculée dynamiquement par rapport aux conditions locales de l'écoulement (Germano *et al.*, 1991; Lilly, 1992). La constante C_s est alors calculée de la manière suivante :

$$C_s = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (\text{A IV-2})$$

Avec $\langle \rangle$ l'opérateur de moyenne. La moyenne est un artifice numérique utilisé afin de favoriser la stabilité des simulations en limitant les valeurs extrêmes de la constantes ainsi que des valeurs potentiellement nulles. Le second artifice implémenté dans STAR-CCM+ (CD-Adapco, 2013) consiste à imposer des bornes aux valeurs que peut prendre la constante. En revanche, il faut souligner que cette dernière option n'a été utilisée que pour garder des valeurs de C_s positives (limite maximale imposée à 1×10^6). Dans ces conditions, des valeurs autour de 0,10 à 0,15 ont été calculés dans les différents écoulements et des maximum de C_s d'environ 0,40 ont été obtenues pour les cas du jet d'air et du jet de carburant des Chapitres 4 et 5.

La procédure de Germano - Lilly entre en jeu lors du calcul des termes L_{ij} et M_{ij} qui représentent respectivement les contraintes turbulentes résolues et la partie anisotropique de ces

contraintes. Leur calcul est basé sur l'implémentation de deux filtres dont le premier est le filtre lié au maillage noté $\bar{\cdot}$ et défini par l'équation (2.26). Le second est un filtre test noté $\hat{\cdot}$ qui est du même type que le premier filtre avec une largeur supérieure. En utilisant ces notations, les deux termes L_{ij} et M_{ij} s'expriment suivant les équations suivantes :

$$L_{ij} = \widehat{\bar{\rho}_a \tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \frac{1}{\hat{\rho}_a} \widehat{\bar{\rho}_a \tilde{u}_i} \widehat{\bar{\rho}_a \tilde{u}_j} \quad (\text{A IV-3})$$

$$M_{ij} = 2\Delta^2 \left(|\check{S}| \check{S}_{ij} - \frac{\check{\Delta}^2}{\check{\Delta}^2} |\check{S}| \check{S}_{ij} \right) \quad (\text{A IV-4})$$

ANNEXE V

PLAN D'EXPÉRIENCE DE BOX-BEHNKEN APPLIQUÉ AUX MODÈLES D'ATOMISATION

Le plan d'expérience de Box-Behnken a été utilisé dans cette étude de part son efficacité en terme de nombre de cas nécessaires, i.e. 15 et 30 respectivement dans le cas à 3 et 4 variables de design. Ces deux cas sont appliqués, respectivement, aux modèles de R&D et KHRT. Le Tableau V-1 présente le plan d'expérience appliqué au modèle KHRT.

Tableau-A V-1 Matrice du plan d'expérience de Box-Behnken appliqué au modèle KHRT

Run	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
B₀	0.3	0.3	0.9	0.9	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
B₁	20	60	20	60	40	40	40	40	40	40
C₃	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.05	0.05	0.5	0.5	0.2
C_t	1	1	1	1	1	0.1	5	0.1	5	1
Run	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
B₀	0.3	0.3	0.9	0.9	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
B₁	40	40	40	40	40	20	20	60	60	40
C₃	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.05	0.5	0.05	0.5	0.2
C_t	0.1	5	0.1	5	1	1	1	1	1	1
Run	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
B₀	0.3	0.3	0.9	0.9	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
B₁	40	40	40	40	40	20	20	60	60	40
C₃	0.05	0.5	0.05	0.5	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
C_t	1	1	1	1	1	0.1	5	0.1	5	1

ANNEXE VI

COMPLÉMENT DU CHAPITRE 4

Le Chapitre 4 présente une méthodologie de validation de la configuration numérique pour la simulation LES d'un jet de carburant. Par soucis de concision et de cohérence, seuls les résultats nécessaires à l'atteinte de l'objectif ont été présentés. Néanmoins, cette annexe a pour objectif de donner une vision plus étendue des résultats obtenus pour les moments de troisième ordre dans le cadre du jet d'air et des diamètres des gouttes pour le jet de carburant en LES.

1. Moments de troisième ordre pour le jet d'air turbulent

Dans la Section 4.4.2, les profils des moments du second ordre de la vitesse du jet à une distance axiale de 25D ont été validés respectivement à des données expérimentales de Weisgraber et Liepmann (1998). Ces moments ont été les seuls présentés car ce sont souvent les seuls rapportés dans la littérature dans le domaine des simulations CFD. Cependant, dans le but de fournir une vision plus détaillée des résultats obtenus, les moments du troisième ordre $\overline{v'v'v'}$, $\overline{v'w'w'}$, $\overline{w'v'v'}$ et $\overline{w'w'w'}$ sont présentés et comparés avec les résultats expérimentaux de Weisgraber et Liepmann (1998) sur la Figure VI-1.

Sur ces profils turbulents du troisième ordre de la Figure VI-1, il peut être noté que certaines tendances et ordres de grandeur observés expérimentalement sont reproduits par le modèle numérique, comme dans le cas des profils du second ordre présentés dans le Chapitre 4. Cependant, les profils $\overline{v'v'v'}$ et $\overline{w'v'v'}$ présentent des écarts significatifs en amplitude avec les données expérimentales de Weisgraber et Liepmann (1998). Une partie des différences peut être attribuée dans les différences de conditions, particulièrement le faible nombre de Reynolds (16 000) des résultats expérimentaux, comme dans le cas des profils de second ordre. Toutefois, ces écarts sont plus importants et ne permettent pas de conclure avec certitude sur leur validité. Il faut tout de même souligner que ces profils sont rarement rapportés dans le cadre des simulations des jets d'air et jamais dans le cas des jets de carburant, et donc ne remettent pas en cause l'étude du Chapitre 4.

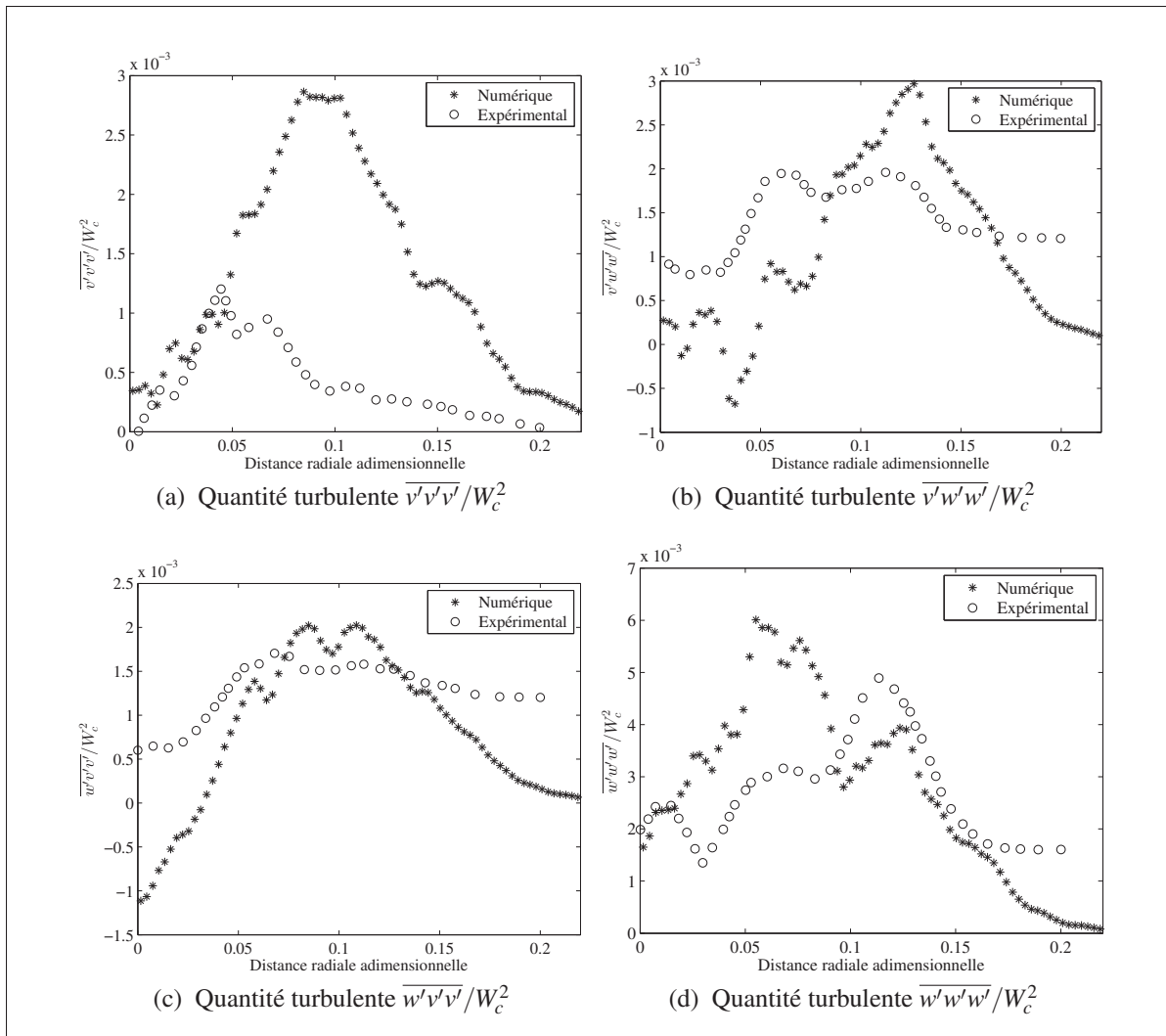


Figure-A VI-1 Profils radiaux des moments du troisième ordre adimensionnés comparés avec les données expérimentales de Weisgraber et Liepmann (1998)

2. Distribution des gouttes du jet de carburant

Dans la Section 4.5, les caractéristiques de la phase lagrangienne du jet de carburant ont été validées en termes de pénétration et de SMD à la fin de la simulation. La Figure VI-2 présente l'évolution temporelle du DMG et du SMD. Les deux courbes possèdent les mêmes tendances, avec une réduction importante au début de l'injection qui est suivie par une stabilisation des deux diamètres moyens. Cette dernière provient de l'équilibre entre la fragmentation et l'agglomération des gouttes qui devient plus importante avec le temps. Après la fin de l'injection,

la stabilité peut être attribuée à une faible fragmentation et agglomération étant donné que la majorité des gouttes ont perdu une grande partie de le quantité de mouvement et que la densité de gouttes dans le jet diminue à cause de la diffusion axiale et radiale de celui-ci alors qu'il n'y a pas de nouvelles gouttes injectées dans le domaine. En revanche, un pic de 5 μm peut être observé sur la courbe à la fin de l'injection, à environ 1200 μs . Cette augmentation est due à la méthode *blob* qui, à la fin de l'injection de carburant, injecte des gouttes de carburant avec des diamètres égaux à celui de l'injecteur et de faibles vitesses à cause de la diminution du débit massique d'injection.

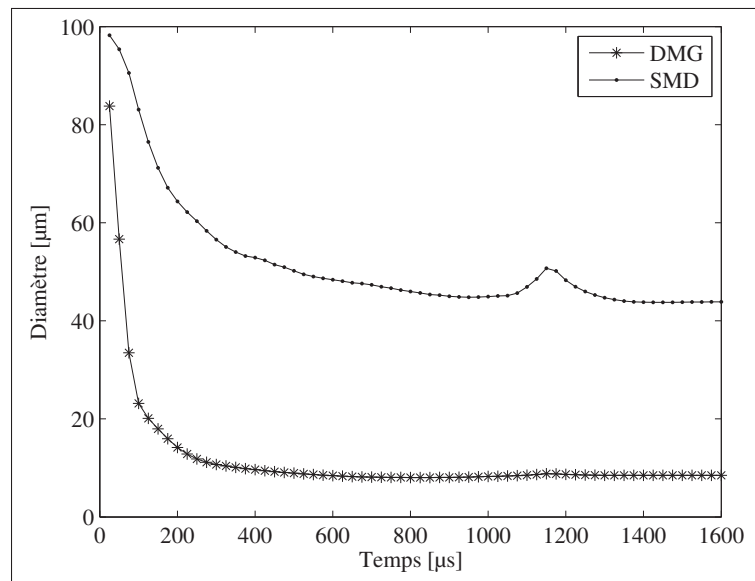


Figure-A VI-2 Évolution temporelle des diamètres moyens DMG et SMD

Ces interprétations sont supportées par l'évolution temporelle de la fonction densité de probabilité des diamètres des gouttes présentée sur la Figure VI-3. En effet, dès 500 μs , la distribution est très proche de celle obtenue à la fin de la simulation, expliquant la stabilité des diamètres moyens. Aussi afin d'analyser le pic du SMD, un agrandissement de la distribution entre 1200 et 1600 μs pour des diamètres proches de 100 μm est fourni dans le coin en haut à droite de la Figure VI-3. Dès la fin de l'injection, des gouttes ayant un rapport volume sur surface très

important apparaissent et influencent la courbe de SMD en restant inaperçues sur la courbe de DMG à cause du grand nombre de gouttes (environ 1,5 millions).

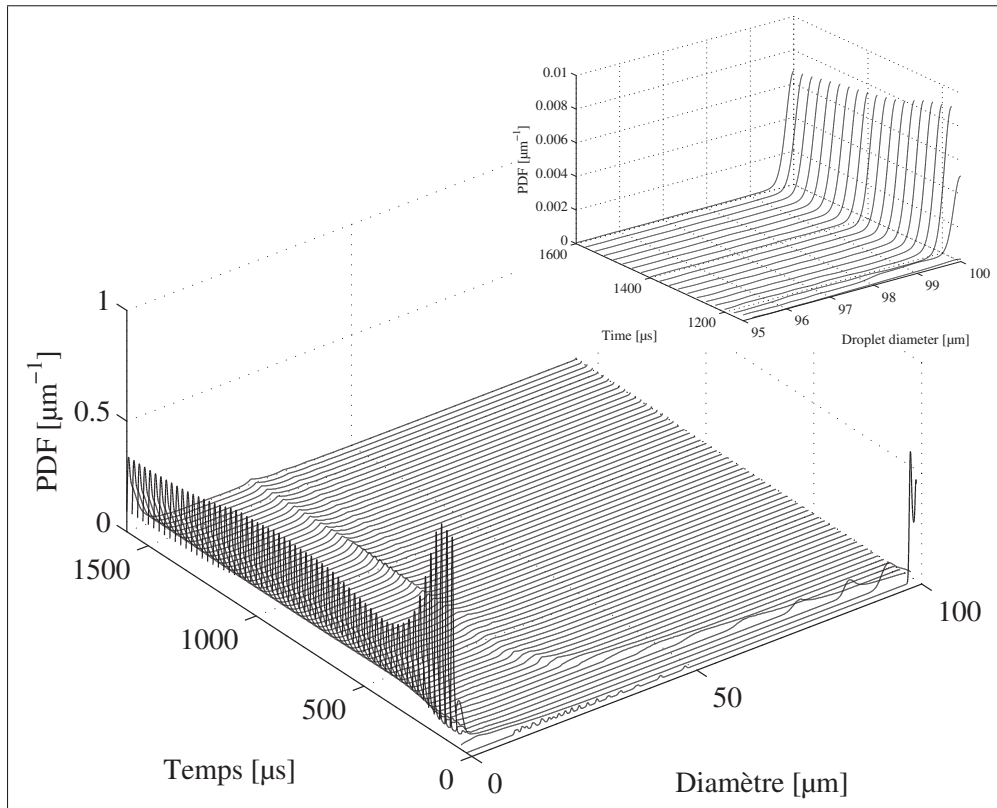


Figure-A VI-3 Évolution temporelle de la distribution du diamètre des gouttes

ANNEXE VII

MÉTHODE DE CALCUL DU SPECTRE D'ÉNERGIE EN LES

Le spectre d'énergie permet de contrôler le transfert de l'énergie cinétique des grandes échelles de la turbulence jusqu'au plus petites, suivant la théorie de Kolmogorov (1941). Cette dernière suggère que le comportement de la turbulence est universel : le transfert d'énergie s'effectue avec un exposant de $-5/3$ sur les longueurs d'onde k , selon l'équation (A VII-1).

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (\text{A VII-1})$$

Ce spectre fait intervenir la répartition spatiale de l'énergie. En revanche, dans le cadre d'écou-

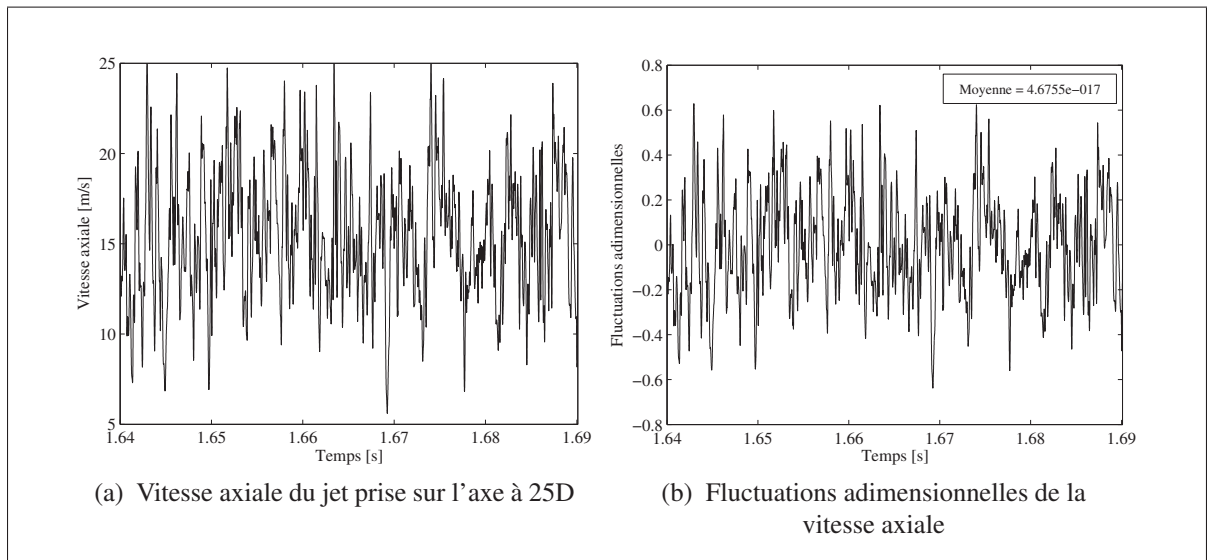


Figure-A VII-1 Signaux temporeux de vitesse axiale et de fluctuations sur l'axe à 25D

lement statistiquement développés, il s'avère plus facile de calculer le spectre temporel d'une mesure ponctuelle de la vitesse puis, de convertir ce spectre temporel dans un repère spatial à l'aide de l'hypothèse de Taylor ou de "frozen turbulence" (Taylor, 1938). Cette dernière suppose que la répartition spatiale du champ turbulent dans un écoulement est similaire à la répartition temporelle des fluctuations observées en un point fixe. Cette similarité suppose que

la convection de l'écoulement est majoritairement dû à l'écoulement moyen, les fluctuations étant négligeables devant ce dernier.

Dans cette étude, le spectre présenté dans le cadre de l'étude du jet d'air du Chapitre 4 suit la procédure suivante. Dans un premier temps, une mesure temporelle de la vitesse w est prise sur l'axe du jet à une distance de $25D$ (Figure VII-1a) afin de respecter la condition de fluctuation w' négligeable par rapport à la vitesse moyenne W de l'hypothèse de Taylor (Figure VII-1b).

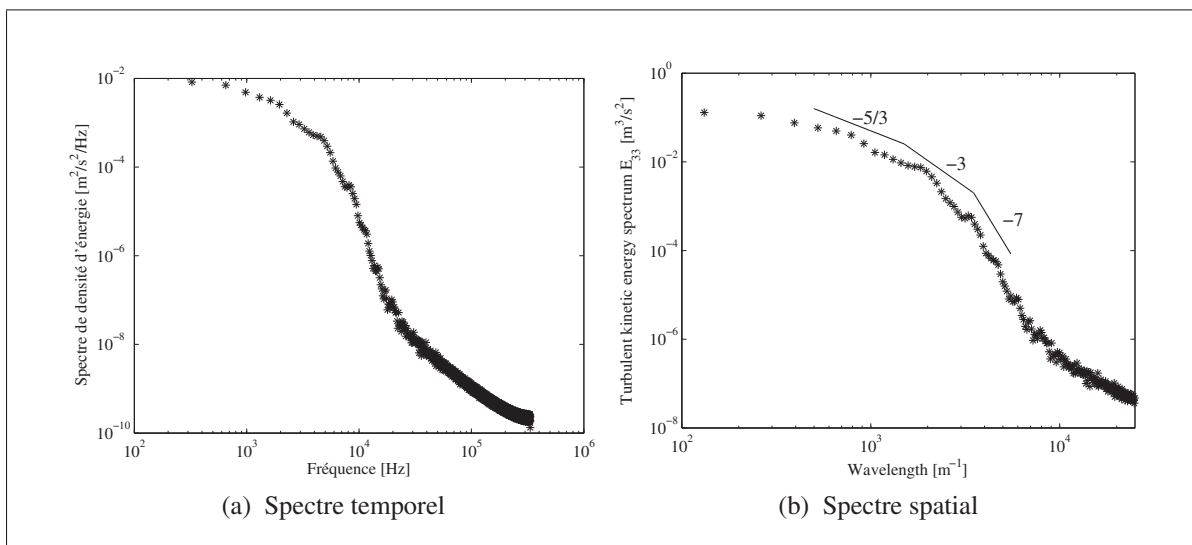


Figure-A VII-2 Spectre temporel et spatial des fluctuations de la vitesse axiale sur l'axe à $25D$

À partir de cette série temporelle, le spectre temporel est calculé en utilisant la fonction *welch* (Welch, 1967) qui fournit la densité de probabilité spectrale *PSD* pour chaque fréquence f présente dans le signal (Figure VII-2a). Pour finir, l'hypothèse de Taylor est utilisée afin de transformer le spectre temporel en spectre spatial (Figure VII-2b) en utilisant les égalités des équations (A VII-2) et (A VII-3) pour obtenir respectivement l'énergie cinétique E et la longueur d'onde des fluctuations k .

$$E = PSD * W \quad (\text{A VII-2})$$

$$k = \frac{2\pi f}{W} \quad (\text{A VII-3})$$

ANNEXE VIII

COMPLÉMENT DU CHAPITRE 5

Cette annexe a pour objectif de valider les données obtenues pour les injections simple et double à 900 bar dont la structure de l'écoulement de la phase eulérienne a été présenté dans le Chapitre 5. La première section vise à valider les prédictions obtenues pour la phase lagrangienne dans le cadre de l'injection simple, alors que la seconde section fait de même pour l'injection double.

1. Phase lagrangienne pour l'injection simple à haute pression

La configuration numérique décrite dans le Chapitre 4 a été utilisée avec la calibration du modèle de fragmentation établie pour l'injection à 900 bar dans la Section 3.5. La Figure VIII-1 montre le bon accord entre la pénétration liquide du jet de carburant prédit par les simulations et celle mesurée expérimentalement.

Ensuite, le profil d'évolution du SMD et DMG au cours du temps présenté sur la Figure VIII-2. La tendance globale obtenue est la même que celle de l'injection simple à 700 bar. La principale différence notable est qu'après la fin de l'injection, le SMD poursuit sa diminution pour atteindre une valeur d'environ 34 μm . Cette dernière est inférieure aux 44 μm obtenus dans le cadre de l'injection simple à 700 bar, montrant qu'une augmentation de pression d'injection diminue le SMD. Quantitativement, la corrélation de Elkotb (1982) permet de prédire une diminution du SMD de 44 à 38 μm pour une augmentation de pression de 700 à 900 bar, ce qui est très proche de la valeur prédite numériquement.

En revanche, les valeurs du DMG ne changent pas entre les deux stratégies (8 μm) à cause du très grand nombre de fines gouttes, visible sur la distribution des diamètres présentée sur la Figure VIII-3.

2. Phase lagrangienne pour l'injection double à haute pression

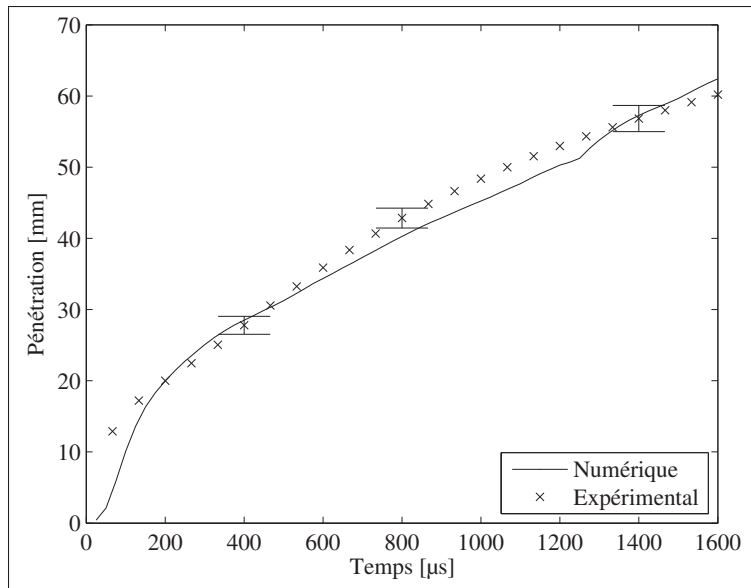


Figure-A VIII-1 Évolution temporelle de la pénétration liquide numérique de l'injection simple à 900 bar comparés aux données expérimentales de Tetrault *et al.* (2015)

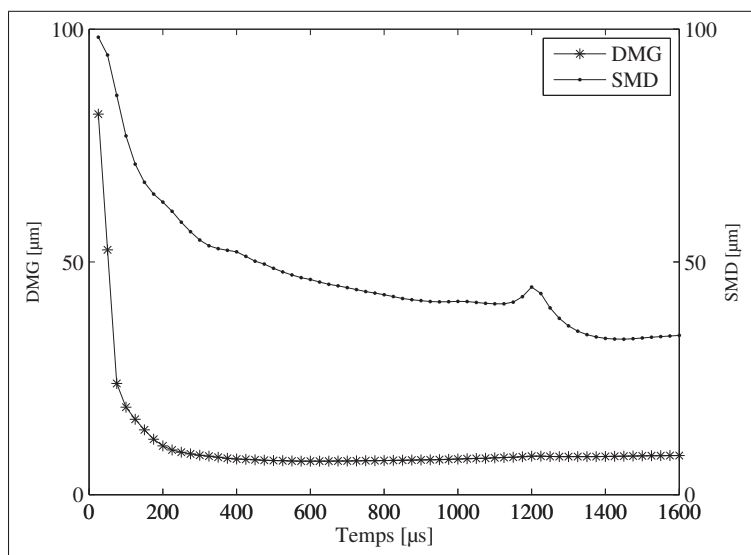


Figure-A VIII-2 Évolution temporelle des diamètres moyens DMG et SMD pour l'injection simple à 900 bar

La Figure VIII-4 présente l'évolution du SMD et DMG du jet de carburant en fonction du temps. Même si la courbe du DMG reste identique, l'évolution temporelle du SMD change

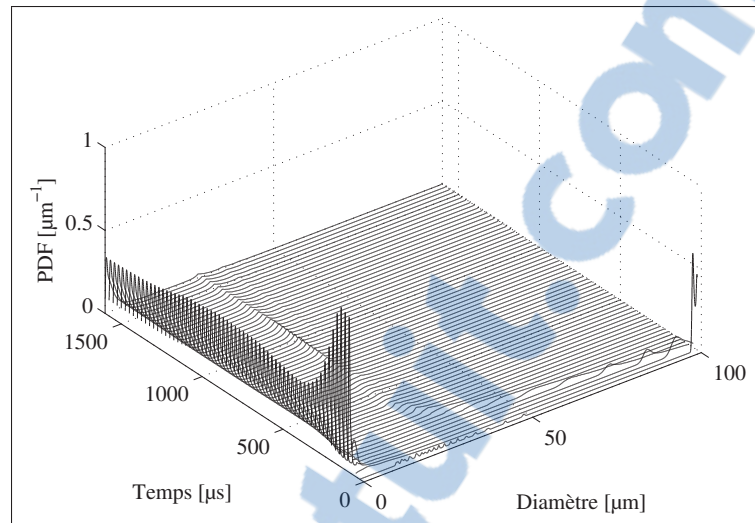


Figure-A VIII-3 Évolution temporelle de la distribution du diamètre des gouttes pour l'injection simple à 900 bar

significativement de celles obtenues pour les deux injections simples à 700 et 900 bar. En effet, lors de la première injection, une forte chute du SMD peut être observée tout comme dans les cas des injections simples. En revanche, l'injection se termine avant que le SMD atteigne une valeur presque constante, le pic provenant de la conjonction de la fin de l'injection et de la méthode *blob* apparaissant dès 400 μs . Par la suite le SMD décroît jusqu'à une valeur de 46 μm , où il stagne jusqu'au début de la seconde injection autour de 1000 μs . À cet instant, le SMD augmente jusqu'à 69 μm pour ensuite suivre la même tendance que lors de la seconde injection. Le SMD fini avec une valeur de 33 μm , qui est similaire à la valeur obtenue pour l'injection simple.

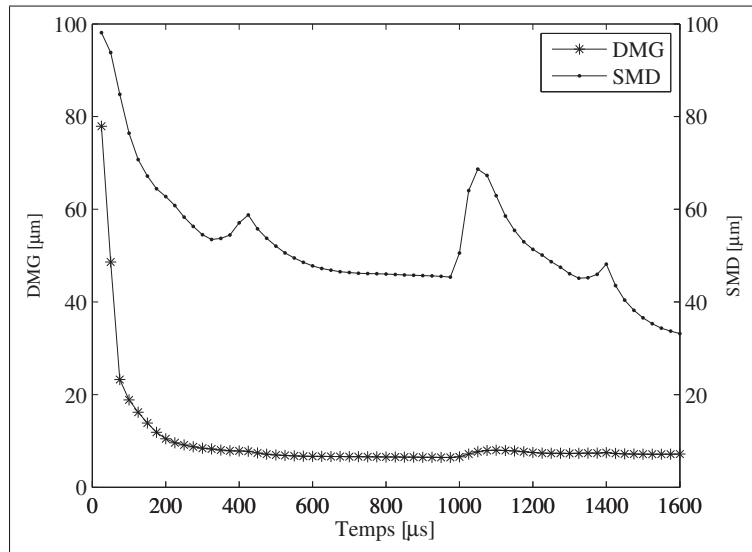


Figure-A VIII-4 Évolution temporelle des diamètres moyens DMG et SMD pour l'injection double à 900 bar

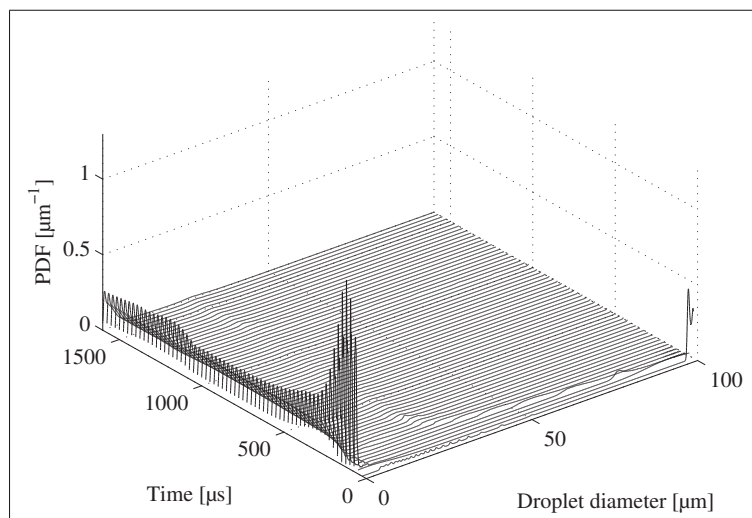


Figure-A VIII-5 Évolution temporelle de la distribution du diamètre des gouttes pour l'injection double à 900 bar

BIBLIOGRAPHIE

- Abani, N. et R. D. Reitz. 2010. « Modeling subgrid-scale mixing of vapor in diesel sprays using jet theory ». *Atomization and Sprays*, vol. 20, n° 1, p. 71-83.
- Abraham, J. 1997. « What is the adequate resolution in the numerical computation of transient jets ? ». *SAE Technical Paper*, vol. 970051.
- Andriani, R., A. Coghe et G. E. Cossali. 1996. « Near-field entrainment in unsteady gas jets and diesel sprays : A comparative study ». *Symposium (International) on Combustion*, vol. 26, n° 2, p. 2549-2556.
- Apte, S. V., K. Mahesh, M. Gorokhovski et P. Moin. 2009. « Stochastic modeling of atomizing spray in a complex swirl injector using large eddy simulation ». *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, n° 2, p. 2257-2266.
- Arcoumanis, C. et M. Gavaises. 1998. « Linking nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection system ». *Atomization and Sprays*, vol. 8, n° 3, p. 307-347.
- Arcoumanis, C., M. Gavaises et B. French. 1997. « Effect of fuel injection processes on the structure of diesel spray ». *SAE Technical Paper*, vol. 970799.
- Azimov, U. B. et K. S. Kim. 2011. « Large-eddy simulation of air entrainment during diesel spray combustion with multi-dimensional CFD ». *International Journal of Automotive Technology*, vol. 12, n° 6, p. 795-812.
- Ball, C. G., H. Fellouah et A. Pollard. 2012. « The flow field in turbulent round free jets ». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 50, p. 1-26.
- Banerjee, S. et C. J. Rutland. 2012. « On LES Grid Criteria for Spray Induced Turbulence ». *SAE Technical Paper*, vol. 2012-01-01.
- Banerjee, S. et C. J. Rutland. 2015. « Study on Spray Induced Turbulence Using Large Eddy Simulations ». *Atomization and Sprays*, vol. 25, n° 4, p. 285-316.
- Basha, S. A. et K. Raja Gopal. 2009. « In-cylinder fluid flow, turbulence and spray models - A review ». *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, n° 6-7, p. 1620-1627.
- Battistoni, M. et C. N. Grimaldi. 2012. « Numerical analysis of injector flow and spray characteristics from diesel injectors using fossil and biodiesel fuels ». *Applied Energy*, vol. 97, p. 656-666.
- Battistoni, M., C. Poggiani et S. Som. 2015. « Prediction of the Nozzle Flow and Jet Characteristics at Start and End of Injection : Transient Behaviors ». *SAE Technical Paper*, vol. 2015-01-1850.

- Battistoni, M., Q. Xue et S. Som. 2016. « Large-Eddy Simulation (LES) of Spray Transients : Start and End of Injection Phenomena ». *Oil & Gas Science and Technology – Revue IFP Energies nouvelles*, vol. 71, n° 1.
- Baumgarten, C. 2006. *Mixture formation in internal combustion engines* Coll. « Heat and Mass Transfert », Springer.
- Beale, J. C. et R. D. Reitz. 1999. « Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model ». *Atomization and Sprays*, vol. 9, p. 623-650.
- Beduneau, J., N. Guerassi, H. Schiffgens et P. Voigt, 2015. *The New Delphi Injector Family – Architecture and Performance*, p. 17-32. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden.
- Berselli, L., T. Iliescu et W. J Layton. 2005. *Mathematics of large eddy simulation of turbulent flows*. Springer Science & Business Media.
- Bharadwaj, N., C. J. Rutland et S. Chang. 2009. « Large eddy simulation modelling of spray-induced turbulence effects ». *International Journal of Engine Research*, vol. 10, n° 2, p. 97-119.
- Bogey, C. et C. Bailly. 2006. « Large eddy simulations of transitional round jets : Influence of the Reynolds number on flow development and energy dissipation ». *Physics of Fluids*, vol. 18, n° 065101, p. 1-14.
- Boussinesq, J. 1877. *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Imprimerie nationale.
- Box, G. E. P. et D. W. Behnken. 1960. « Some new three level designs for the study of quantitative variables ». *Technometrics*, vol. 2, n° 4, p. 455-475.
- Bremhorst, K. et R. D. Watson. 1981. « Velocity field and entrainment of a pulsed core jet ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 103, n° 4, p. 605-608.
- Brulatout, J., Fr. Garnier, C. Mounaïm-Rousselle et P. Seers. 2016. « Calibration strategy of diesel-fuel spray atomization models using a design of experiment method ». *International Journal of Engine Research*, vol. 17, n° 7, p. 713-731.
- Bruneaux, G., M. Causse et A. Omrane. 2011. « Air Entrainment in Diesel-Like Gas Jet by Simultaneous Flow Velocity and Fuel Concentration Measurements, Comparison of Free and Wall Impinging Jet Configurations ». *SAE International Journal of Engines*, vol. 5, n° 2, p. 76-93.
- Cao, Z. M., K. Nishino, S. Mizuno et K. Torii. 2000. « PIV measurement of internal structure of diesel fuel spray ». *Experiments in Fluids*, vol. 29, n° 7, p. 211-219.
- CD-Adapco. 2012. *STAR-CD*, version 4.18. Logiciel.
- CD-Adapco. 2013. *STAR-CCM+*, version 8.04.010. Logiciel.

- Chaudhry, I. A., M. R. Mirza et M. J. Rashid. 2010. « Simulation of oblique evaporating diesel sprays, and comparison with empirical correlations and simulated straight sprays ». *Journal of Engineering & Applied Sciences*, vol. 7, p. 30-37.
- Choi, W. et B-C. Choi. 2005. « Estimation of the air entrainment characteristics of a transient high-pressure diesel spray ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 219, n° 8, p. 1025-1036.
- Chouak, M., A. Mousseau, D. Reveillon, L. Dufresne et P. Seers. 2015. « Study of Transient Effects in the Internal Flow of a Diesel Fuel Injector ». *SAE Technical Paper*, vol. 2015-01-0923.
- Coghe, A. et G. E. Cossali. 2012. « Quantitative optical techniques for dense sprays investigation : A survey ». *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 50, n° 1, p. 46-56.
- Cossali, G. E., A. Coghe et L. Araneo. 2001. « Near-Field Entrainment in an Impulsively Started Turbulent Gas Jet ». *AIAA Journal*, vol. 39, n° 6, p. 1113-1122.
- Dernotte, J., C. Hespel, S. Houille, F. Foucher et C. Mounaim-Rousselle. 2012. « Influence of Fuel Properties on the Diesel Injection Process in Nonvaporizing Conditions ». *Atomization and Sprays*, vol. 22, n° 6, p. 461-492.
- Desantes, J. M., X. Margot, J. M. Pastor, M. Chavez et A. Pinzello. 2009. « CFD - Phenomenological Diesel Spray Analysis under Evaporative Conditions ». *Energy & Fuels*, vol. 23, n° 8, p. 3919-3929.
- Desantes, J. M., R. Payri, F. J. Salvador et J. De la Morena. 2010. « Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions ». *Fuel*, vol. 89, n° 10, p. 3033-3041.
- Dos Santos, F. et L. Le Moyne. 2011. « Spray atomization models in engine applications, from correlations to direct numerical simulations ». *Oil & Gas Science and Technology—Revue IFP Énergies nouvelles*, vol. 66, n° 5, p. 801-822.
- Elkothb, M. M. 1982. « Fuel atomization for spray modelling ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 8, n° 1, p. 61-91.
- Elmtoft, E., A. S. Cheng, N. Killingsworth et R. Whitesides. 2015. « Injected Droplet Size Effects on Diesel Spray Results with RANS and LES Turbulence Models ». *SAE Technical Paper*, vol. 2015-01-09.
- Faeth, G. M. 1987. « Mixing, transport and combustion in sprays ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 13, n° 4, p. 293-345.
- Faeth, G. M., L.-P. Hsiang et P.-K. Wu. 1995. « Structure and breakup properties of sprays ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 21, p. 99-127.

- Ferreira Gago, C., F. Garnier et F. Utheza. 2003. « Direct testing of subgrid scale models in large-eddy simulation of a non-isothermal turbulent jet ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 42, n° 9, p. 999-1026.
- Ferziger, J. H. et M. Perić. 2012. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer Science & Business Media.
- Fiedler, H. E. 1988. « Coherent structures in turbulent flows ». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 25, n° 3, p. 231-269.
- Foysi, H., J. P. Mellado et S. Sarkar. jun 2010. « Large-eddy simulation of variable-density round and plane jets ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 31, n° 3, p. 307-314.
- Fu-shui, L., Z. Lei, S. Bai-gang, L. Zhi-jie et H. J. Schock. 2008. « Validation and modification of WAVE spray model for diesel combustion simulation ». *Fuel*, vol. 87, n° 15-16, p. 3420-3427.
- Fujimoto, H., T. Hori et J. Senda. 2009. « Effect of Breakup Model on Diesel Spray Structure Simulated by Large Eddy Simulation ». *SAE Technical Paper*, vol. 2009-24-0024.
- Garnier, E., N. Adams et P. Sagaut. 2009. *Large eddy simulation for compressible flows*. Springer Science & Business Media.
- Germano, M.o, U. Piomelli, P. Moin et W. H. Cabot. 1991. « A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model ». *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, vol. 3, n° 7, p. 1760-1765.
- Ghasemi, A., R. M. Barron et R. Balachandar. 2014. « Spray-induced air motion in single and twin ultra-high injection diesel sprays ». *Fuel*, vol. 121, p. 281-297.
- Graftieaux, L., M. Michard et N. Grosjean. 2001. « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows ». *Measurement Science and Technology*, vol. 12, n° 9, p. 1422-1429.
- Han, Z. et R. D. Reitz. 1995. « Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG k- ϵ models ». *Combustion Science and Technology*, vol. 106, p. 267-295.
- Han, Z., A. Uludogan, G. Hampson et R. D. Reitz. 1996. « Mechanism of Soot and NOx Emission Reduction Using Multiple-injection in a Diesel Engine ». *SAE Technical Paper*, vol. 960633.
- Haworth, D. C. 1999. « Large-Eddy Simulation of In-Cylinder Flows ». *Oil & Gas Science and Technology - Revue IFP*, vol. 54, n° 2, p. 175-185.
- Hori, T., J. Senda, T. Kuge et H. Fujimoto. 2006. « Large Eddy Simulation of Non-Evaporative and Evaporative Diesel Spray in Constant Volume Vessel by Use of KIVALES ». *SAE Technical Paper*, vol. 2006-01-33.

- Hori, T., T. Kuge, J. Senda et H. Fujimoto. 2008. « Effect of Convective Schemes on LES of Fuel Spray by Use of KIVALES ». *SAE Technical Paper*, vol. 2008-01-0930.
- Hossainpour, S. et A. R. Binesh. 2009. « Investigation of fuel spray atomization in a DI heavy-duty diesel engine and comparison of various spray breakup models ». *Fuel*, vol. 88, n° 5, p. 799-805.
- Hoyas, S., A. Gil, J. M. M. Laborda et D. Khuong-Anh. 2011. « A large-eddy simulation of diesel-like gas jets ». *International Journal of Vehicle Systems Modelling and Testing*, vol. 6, n° 3/4, p. 268-282.
- Hsiang, L. P. et G. M. Faeth. 1992. « Near-limit drop deformation and secondary breakup ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18, n° 5, p. 635-652.
- Hu, B., S. Banerjee, K. Liu, D. Rajamohan, J. M. Deur, Q. Xue, S. Som, P. K. Senecal et E. Pomraning. 2015. « Large Eddy Simulation of a Turbulent Non-Reacting Spray Jet ». In *ASME 2015 Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*. p. 1-10. American Society of Mechanical Engineers.
- Huh, K. Y. et A. D. Gosman. 1991. « A phenomenological model of diesel spray atomization ». In *Proceedings of the international conference on multiphase flows*.
- Huh, K. Y., E. Lee et J.-Y. Koo. 1998. « Diesel spray atomization model considering nozzle exit turbulence conditions ». *Atomization and Sprays*, vol. 8, p. 453-469.
- Hussein, H. J., S. P. Capp et W. K. George. 1994. « Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 258, p. 31-75.
- Ibrahim, E. A., H. Q. Yang et A. J. Przekwas. 1993. « Modeling of spray droplets deformation and breakup ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 9, n° 4, p. 651-654.
- Irannejad, A. et F. Jaber. 2015. « Numerical study of high speed evaporating sprays ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 70, p. 58-76.
- Jagus, K., X. Jiang, G. Dober, G. Greeves, N. Milanovic et H. Zhao. 2009. « Assessment of large-eddy simulation feasibility in modelling the unsteady diesel fuel injection and mixing in a highspeed direct-injection engine ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 223, n° 8, p. 1033-1048.
- Jarrin, N., S. Benhamadouche, D. Laurence et R. Prosser. 2006. « A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 27, n° 4, p. 585-593.
- Jayashankara, B. et V. Ganesan. 2010. « Effect of fuel injection timing and intake pressure on the performance of a DI diesel engine – A parametric study using CFD ». *Energy Conversion and Management*, vol. 51, n° 10, p. 1835-1848.

- Jenny, P., D. Roekaerts et N. Beishuizen. 2012. « Modeling of turbulent dilute spray combustion ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 38, n° 6, p. 846-887.
- Jiang, X., G. A. Siamas, K. Jagus et T. G. Karayiannis. 2010. « Physical modelling and advanced simulations of gas-liquid two-phase jet flows in atomization and sprays ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 36, n° 2, p. 131-167.
- Jones, W. P., S. Lyra et S. Navarro-Martinez. 2011. « Large Eddy Simulation of a swirl stabilized spray flame ». *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, n° 2, p. 2153-2160.
- Joseph, D. D., J. Belanger et G. S. Beavers. 1999. « Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25, n° 6-7, p. 1263-1303.
- Kaario, O., M. Larimi et F. X. Tanner. 2002. « Non-evaporating liquid spray simulations with the ETAB and WAVE droplet breakup models ». In *ILASS-Europe 2002*. (Zaragoza, 2002).
- Kitaguchi, K., S. Hatori, T. Hori et J. Senda. 2012. « Optimization of Breakup Model Using LES of Diesel Spray ». *Atomization and Sprays*, vol. 22, n° 1.
- Klein, M. 2005. « An Attempt to Assess the Quality of Large Eddy Simulations in the Context of Implicit Filtering ». *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 75, p. 131-147.
- Kolakaluri, R., S. Subramaniam et M. Panchagnula. 2014. « Trends in multiphase modeling and simulation of sprays ». *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, vol. 6, n° 4, p. 317-356.
- Kolmogorov, A. N. 1941. « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers ». In *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. p. 301-305. JSTOR.
- Kong, S. C., P. K. Senecal et R. D. Reitz. 1999. « Developments in spray modeling in diesel and direct-injection gasoline engines ». *Oil & Gas Science and Technology - Revue IFP*, vol. 54, n° 2, p. 197-204.
- Kralj, C. 1995. « Numerical simulation of diesel spray processes ». PhD thesis, Imperial College.
- Lee, C. S., K. H. Lee, R. D. Reitz et S. W. Park. 2006. « Effect of split injection on the macroscopic development and atomization characteristics of a diesel spray injected through a common-rail system ». *Atomization and Sprays*, vol. 16, p. 543-562.
- Lee, S.-W., D. Tanaka, J. Kusaka et Y. Daisho. 2002. « Effects of diesel fuel characteristics on spray and combustion in a diesel engine ». *JSAE Review*, vol. 23, n° 4, p. 407-414.

- Leonard, A. 1975. « Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows ». In *Turbulent Diffusion in Environmental Pollution Proceedings of a Symposium held at Charlottesville*, Frenkiel, F.N. et R.E. Munn (Eds.), volume 18, Part A of *Advances in Geophysics*, p. 237-248. Elsevier. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2687\(08\)60464-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0065-2687(08)60464-1).
- Lilly, D. K. 1992. « A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method ». *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, vol. 4, n° 3, p. 633-635.
- Liu, A. B., D. Mather et R. D. Reitz. 1993. « Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 930072.
- Lucchini, T., G. D'Errico, D. Ettorre, F. Brusiani, G. M. Bianchi, A. Montanaro et L. Allocca. 2010. « Experimental and Numerical Investigation of High- Pressure Diesel Sprays with Multiple Injections at Engine Conditions ». *SAE Technical Paper*, vol. 2010-01-0179.
- Lucchini, T., G. D'Errico et D. Ettorre. 2011. « Numerical investigation of the spray-mesh-turbulence interactions for high-pressure, evaporating sprays at engine conditions ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 32, n° 1, p. 285-297.
- MacPhee, A. G., M. W. Tate, C. F. Powell, Y. Yue, M. J. Renzi, A. Ercan, S. Narayanan, E. Fontes, J. Walther et J. Schaller. 2002. « X-ray imaging of shock waves generated by high-pressure fuel sprays ». *Science*, vol. 295, n° 5558, p. 1261-1263.
- Magnotti, G. M. et C. L. Genzale. 2013. « Influence of Liquid Penetration Metrics on Diesel Spray Model Validation ». *SAE Technical Paper*, vol. 2013-01-11.
- Margot, X., R. Payri, A. Gil, M. Chávez et A. Pinzello. 2008. « Combined CFD-Phenomenological Approach to the Analysis of Diesel Sprays Under Non-evaporative conditions ». *SAE Technical Paper*, vol. 2008-01-0962.
- Martinez, L., A. Benkenida et B. Cuenot. 2010. « A model for the injection boundary conditions in the context of 3D simulation of Diesel Spray : Methodology and validation ». *Fuel*, vol. 89, n° 1, p. 219-228.
- McIlwain, S. et A. Pollard. 2002. « Large eddy simulation of the effects of mild swirl on the near field of a round free jet ». *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 14, n° 2, p. 653-661.
- Meijer, M., L. M. Malbec, G. Bruneaux et L. M. T. Somers. 2012. « Engine Combustion Network : 'Spray A' Basic Measurements and Advanced Diagnostics ». In *12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS 2012)*. (Heidelberg, Germany, 2012), p. 2-6.
- Mobasheri, R., Z. Peng et S. M. Mirsalim. 2012. « Analysis the effect of advanced injection strategies on engine performance and pollutant emissions in a heavy duty DI-diesel engine by CFD modeling ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 33, n° 1, p. 59-69.

- Mohan, B., W. Yang et S. Kiang Chou. 2013. « Fuel injection strategies for performance improvement and emissions reduction in compression ignition engines—A review ». *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 28, p. 664-676.
- Montgomery, D. C. 2013. *Design and analysis of experiments*. John Wiley & Sons, Inc.
- Mostafa, A. A. et H. C. Mongia. 1987. « On the modeling of turbulent evaporating sprays : Eulerian versus Lagrangian approach ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 30, n° 12, p. 2583-2593.
- Mousseau, A. 2014. « Étude de l'écoulement cavitationnel dans un injecteur diesel simple trou ». Master's thesis, École de technologie supérieure.
- New, D. T. H. et S. C. M. Yu. 2015. *Vortex Rings and Jets : Recent Developments in Near-Field Dynamics*. Springer Singapore, 241 p.
- Nicholls, J. A. 1972. « Stream and droplet breakup by shock waves ». *NASA report*, vol. SP-194.
- Ning, W., R. D. Reitz, R. Diwakar et A. M. Lippert. 2009. « An Eulerian-Lagrangian spray and atomization model with improved turbulence modeling ». *Atomization and Sprays*, vol. 19, n° 8, p. 727-739.
- Oefelein, J., R. Dahms et G. Lacaze. 2012. « Detailed modeling and simulation of high-pressure fuel injection processes in diesel engines ». *SAE Technica Paper*, vol. 2012-01-1258.
- Ohnesorge, W. V. 1936. « Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen ». *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 16, n° 6, p. 355-358.
- O'Rourke, P. J. 1981. « Collective drop effects on vaporizing liquid sprays ». PhD thesis, Princeton University.
- O'Rourke, P. J. et A. A. Amsden. 1987. « The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup ». *SAE Technical Paper*, vol. 872089.
- Ouellette, P. et P. G. Hill. 1999. « Turbulent Transient Gas Injections ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 122, n° 4, p. 743-752.
- Pang, K. M., H. K. Ng et S. Gan. 2012. « Simulation of temporal and spatial soot evolution in an automotive diesel engine using the Moss–Brookes soot model ». *Energy Conversion and Management*, vol. 58, p. 171-184.
- Park, S. H., H. J. Kim, H. K. Suh et C. S. Lee. 2009. « A study on the fuel injection and atomization characteristics of soybean oil methyl ester (SME) ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30, n° 1, p. 108-116.

- Park, S. W. et C. S. Lee. 2003. « Atomization characteristics of fuel injected through the injector of a SI engine with a direct injection system ». *Atomization and Sprays*, vol. 13, p. 517-534.
- Pastor, J. V., V. Bermúdez, J. M. García-Oliver et J. G. Ramírez-Hernández. 2011a. « Influence of spray-glow plug configuration on cold start combustion for high-speed direct injection diesel engines ». *Energy*, vol. 36, n° 9, p. 5486-5496.
- Pastor, J. V., J. M. García-Oliver, J. G. Nerva et B. Giménez. 2011b. « Fuel effect on the liquid-phase penetration of an evaporating spray under transient diesel-like conditions ». *Fuel*, vol. 90, n° 11, p. 3369-3381.
- Pastor, J. V., J. M. García-Oliver, J. M. Pastor et J. G. Ramírez-Hernández. 2011c. « Ignition and combustion development for high speed direct injection diesel engines under low temperature cold start conditions ». *Fuel*, vol. 90, n° 4, p. 1556-1566.
- Patankar, S. 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*. CRC press, 214 p.
- Patterson, M. A. et R. D. Reitz. 1998. « Modeling the effects of fuel spray characteristics on diesel engine combustion and emission ». *SAE Technical Paper*, vol. 980131.
- Payri, R., J. P. Viera, H. Wang et L.-M. Malbec. 2016. « Velocity field analysis of the high density, high pressure diesel spray ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 80, p. 69-78.
- Pelletingéas, A. 2014. « Caractérisation des structures complexes de l'écoulement interne d'un injecteur diesel à levée d'aiguille fixe, utilisant un modèle numérique RANS ». Master's thesis, École de technologie supérieure.
- Peng Kariholm, F. et N. Nordin. 2005. « Numerical Investigation of Mesh/Turbulence/Spray Interaction for Diesel applications ». *SAE Technical Paper*, vol. 2005-01-2115.
- Peng Kariholm, F., F. Tao et N. Nordin. 2008. « Three-Dimensional Simulation of Diesel Spray Ignition and Flame Lift-Off Using OpenFOAM and KIVA-3V CFD Codes. ». *SAE paper*, vol. 2008-01-09.
- Pera, C., J. Réveillon, L. Vervisch et P. Domingo. 2006. « Modeling subgrid scale mixture fraction variance in LES of evaporating spray ». *Combustion and Flame*, vol. 146, n° 4, p. 635-648.
- Pilch, M. et C. A. Erdman. 1987. « Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 13, n° 6, p. 741-757.
- Pizza, G., Y. M. Wright, G. Weisser et K. Boulouchos. 2007. « Evaporating and non-evaporating diesel spray simulation : comparison between the ETAB and wave breakup model ». *International journal of vehicle design*, vol. 45, n° 1-2, p. 80-99.

- Plamondon, É. et P. Seers. 2014. « Development of a simplified dynamic model for a piezoelectric injector using multiple injection strategies with biodiesel/diesel-fuel blends ». *Applied Energy*, vol. 131, p. 411-424.
- Pogorevc, P., B. Kegl et L. Skerget. 2008. « Diesel and biodiesel fuel spray simulations ». *Energy & Fuels*, , p. 1266-1274.
- Pope, S. B. 2000. *Turbulent flows*. Cambridge university press.
- Pope, S. B. 2004. « Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows ». *New journal of Physics*, vol. 6, n° 1, p. 35.
- Postrioti, L., C. N. Grimaldi, M. Ceccobello et R. Gioia. 2004. « Diesel common rail injection system behaviour with different fuels ». *SAE Paper*, .
- Reitz, R. D. 1978. « Atomization and other breakup regimes of a liquid jet ». PhD thesis, Princeton University.
- Reitz, R. D. 1987. « Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays ». *Atomisation Spray Technology*, vol. 3, p. 309-337.
- Reitz, R. D. et F. V. Bracco. 1986. « Mechanisms of breakup of round liquid jets ». *Encyclopedia of fluid mechanics*, vol. 3, p. 233-249.
- Reitz, R. D. et F.V. Bracco. 1982. « Mechanism of atomization of a liquid jet ». *Physics of fluids*, vol. 25, n° 10, p. 1730-1742.
- Reitz, R. D. et R. Diwakar. 1986. « Effect of drop breakup on fuel sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 860469.
- Reitz, R. D. et R. Diwakar. 1987. « Structure of high-pressure fuel sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 870598.
- Ren, Y. et X. Li. 2016. « Assessment and validation of liquid breakup models for high-pressure dense diesel sprays ». *Frontiers in Energy*, vol. 10, n° 2, p. 164-175.
- Rutland, C. J. 2011. « Large-eddy simulations for internal combustion engines – a review ». *International Journal of Engine Research*, vol. 10, n° 2, p. 421-451.
- Sagaut, P. 2006. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows : An Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 575 p.
- Sasaki, S., H. Akagawa et K. Tsujimura. 1998. « A Study on Surrounding Air Flow Induced by Diesel Sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 980805.
- Sazhin, S. 2014. *Droplets and sprays*. Springer-Verlag London, 345 p.

- Sazhin, S., S. B. Martynov, T. Kristyadi, C. Crua et M. R. Heikal. 2008. « Diesel fuel spray penetration, heating, evaporation and ignition : modelling vs. experimentation ». *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, vol. 1, n° 1, p. 1-19.
- Sazhin, S. S., F. Kaplanski, S. M. Begg et M. R. Heikal. 2010. « Vortex Ring-like Structures in a Non-evaporating Gasoline-fuel Spray : Simplified Models versus Experimental Results ». *SAE Technical Paper*, .
- Schmidt, D. P. et M. L. Corradini. 2001. « The internal flow of diesel fuel injector nozzles : a review ». *International Journal of Engine Research*, vol. 2, n° 1, p. 1-22.
- Schmidt, D. P. et C. J. Rutland. 2000. « A New Droplet Collision Algorithm ». *Journal of Computational Physics*, vol. 164, n° 1, p. 62-80.
- Senecal, P. K., K. Richards, E. Pomraning, T. Yang, M. Z. Dai, R. M. McDavid, M. A. Patterson, S. Hou et T. Sethaji. 2007. « A new parallel cut-cell cartesian CFD code for rapid grid generation applied to in-cylinder diesel engine simulations ». *SAE Technical Paper*, vol. 2007-01-0159.
- Senecal, P. K., E. Pomraning, K. J. Richards et S. Som. 2013. « An Investigation of Grid Convergence for Spray Simulations using an LES Turbulence Model ». *SAE Technical Paper*, vol. 2013-01-10.
- Senecal, P. K., E. Pomraning, Q. Xue, S. Som, S. Banerjee, B. Hu, K. Liu et J. M. Deur. 2014. « Large Eddy Simulation of Vaporizing Sprays Considering Multi-Injection Averaging and Grid-Convergent Mesh Resolution ». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 136, n° November 2014, p. 1-13.
- Sepret, V. 2009. « Application de la PIV sur traceurs fluorescents à l'étude de l'entraînement d'air par un spray Diesel. Influence de la densité ambiante et du diamètre de trou d'injecteur. ». PhD thesis, Université de Toulouse.
- Sepret, V., R. Bazile, M. Marchal et G. Couteau. 2010. « Effect of ambient density and orifice diameter on gas entrainment by a single-hole diesel spray ». *Experiments in fluids*, vol. 49, n° 6, p. 1293-1305.
- Shervani-Tabar, M. T., M. Sheykhvazayefi et M. Ghorbani. 2013. « Numerical study on the effect of the injection pressure on spray penetration length ». *Applied Mathematical Modelling*, vol. 37, n° 14-15, p. 7778-7788.
- Smagorinsky, J. 1963. « General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment* ». *Monthly weather review*, vol. 91, n° 3, p. 99-164.
- Solsjo, R. et X.-S. Bai. 2011. « Injection of fuel at high pressure conditions : Les study ». *SAE Paper*, vol. 2011-24-0041.

- Som, S., P. K. Senecal et E. Pomraning. 2012. « Comparison of RANS and LES turbulence models against constant volume diesel experiments ». In *24th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS Americas, San Antonio, TX*.
- Sterno, N., G. Greeves, S. Tullis, Xi Jiang et Hua Zhao. 2006. « Simulation of the air/fuel mixing of an HSDI diesel engine. Part 1 : a new dense spray vapour coupling submodel ». *Journal of Automobile Engineering*, vol. 220, p. 1793-1805.
- Stiesch, G. 2003. *Modeling engine spray and combustion processes* Coll. « Heat and Mass Transfert », Springer Science & Business Media.
- Su, T. F., M. A. Patterson, R. D. Reitz et P. V. Farrell. 1996. « Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 960861.
- Subramaniam, S. 2013. « Lagrangian–Eulerian methods for multiphase flows ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 39, n° 2-3, p. 215-245.
- Tatschl, Reinhard, C Kunsberg Sarre et E v Berg. 2002. « IC-engine spray modeling status and outlook ». In *International Multidimensional Engine Modeling Users Group Meeting at the SAE Congress*.
- Taylor, G. I. 1938. « The spectrum of turbulence ». In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. p. 476-490. The Royal Society.
- Tennison, P. J., T. L. Georjon, P. V. Farrell et R. D. Reitz. 1998. « An experimental and numerical study of sprays from a common rail injection system for use in an HSDI diesel engine ». *SAE Technical Paper*, vol. 980810.
- Tetrault, P., É. Plamondon, M. Breuze, C. Hespel et C. Mounaïm-rousselle. 2015. « Fuel Spray Tip Penetration Model for Double Injection Strategy ». *SAE Technical Paper*, vol. 2015-01-0934.
- Tonini, S., M. Gavaises et A. Theodorakakos. 2008. « Modelling of high-pressure dense diesel sprays with adaptive local grid refinement ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, n° 2, p. 427-448.
- Tonini, S., M. Gavaises et A. Theodorakakos. 2009. « The role of droplet fragmentation in high-pressure evaporating diesel sprays ». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48, n° 3, p. 554-572.
- Tonini, S., M. Gavaises, A. Theodorakakos et G. E. Cossali. 2010. « Numerical investigation of a multiple injection strategy on the development of high-pressure diesel sprays ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 224, p. 125-141.

- Tsang, C.-W. et C. J. Rutland. 2015. « Effects of Fuel Physical Properties and Breakup Model Constants on Large-Eddy Simulation of Diesel Sprays ». In *ASME 2015 Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*. p. 1-10. American Society of Mechanical Engineers.
- Tsang, C.-W. et C. J. Rutland. 2016. « Effects of Numerical Schemes on Large Eddy Simulation of Turbulent Planar Gas Jet and Diesel Spray ». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 9, n° 1, p. 149-164.
- Tsang, C.-W., M. F. Trujillo et C. J. Rutland. 2014. « Large-eddy simulation of shear flows and high-speed vaporizing liquid fuel sprays ». *Computers & Fluids*, vol. 105, p. 262-279.
- Turner, M. R., S. S. Sazhin, J. J. Healey, C. Crua et S. B. Martynov. 2012. « A breakup model for transient Diesel fuel sprays ». *Fuel*, vol. 97, p. 288-305.
- Versteeg, H. Ka. et W. Malalasekera. 2007. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*. Prendice Hall.
- Vijayraghavan Iyengar, S. et C. J. Rutland. 2013. « Effect of Physical Properties on Spray Models ». *SAE Technical Paper*, vol. 2013-01-1601.
- Von Kuensberg Sarre, C., S.-C. Kong et R. D. Reitz. 1999. « Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays ». *SAE Technical Paper*, vol. 1999-01-0912.
- Vreman, B., B. Geurts et H. Kuerten. 1994. « Realizability conditions for the turbulent stress tensor in large-eddy simulation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 278, p. 351-362.
- Vuorinen, V. et M. Larmi. 2008. « Large-Eddy Simulation on the Effect of Droplet Size Distribution on Mixing of Passive Scalar in a Spray ». *SAE Technical Paper*, vol. 2008-01-09.
- Wang, X., Z. Huang, O. A. Kutu, W. Zhang et K. Nishida. 2010. « Experimental and analytical study on biodiesel and diesel spray characteristics under ultra-high injection pressure ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 31, n° 4, p. 659-666.
- Wang, Y., H.-W. Ge et R. D. Reitz. 2013. « Validation of Mesh- and Timestep- Independent Spray Models for Multi-Dimensional Engine CFD Simulation ». *SAE International Journal of Engines*, vol. 3, n° 1, p. 277-302.
- Weber, J. et N. Peters. 2006. « Diesel Spray Characterization Using a Micro-Genetic Algorithm and Optical Measurements ». *SAE Technical Paper*, vol. 2006-01-11.
- Weisgraber, H. T. et D. Liepmann. 1998. « Turbulent structure during transition to self-similarity in a round jet ». *Experiments in Fluids*, vol. 24, n° 3, p. 210-224.
- Welch, P. D. 1967. « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short modified periodograms ». *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, vol. 15, n° 2, p. 70-73.

- Wierzba, A. 1990. « Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers ». *Experiments in Fluids*, vol. 9, n° 1-2, p. 59-64.
- Wilcox, D. C. 2006. *Turbulence modeling for CFD*, Third edition éd. DCW industries La Cañada, CA.
- Xue, Q., S. Som, P. K. Senecal et E. Pomraning. 2013. « Large Eddy Simulation of Fuel-Spray under Non-Reacting Ic Engine Conditions ». *Atomization and Sprays*, vol. 23, n° 10, p. 925-955.
- Yang, H. C., H. S. Ryou, K. B. Hong, H. S. Kim et S. K. Park. 1997. « Application of the RNG $k-\epsilon$ model to the analysis of flows and spray characteristics ». *Atomization and Sprays*, vol. 7, n° 6, p. 581-602.
- Yeom, J.-K., K. Ashida, J. Senda, H. Fujimoto et T. Dan. 2001. « Analysis of Diesel Spray Structure by Using a Hybrid Model of TAB Breakup Model and Vortex Method ». In *SAE Technical Paper*. SAE International.
- Zama, Y., W. Ochiai, K. Sugawara, T. Furuhashi et M. Arai. 2013. « Study on mixing process of diesel spray under high ambient gas density condition ». *Atomization and Sprays*, vol. 23, n° 5.
- Zhou, L., M. Xie, M. Jia, Q. Zhou et C. Xu. 2011. « Influences of subgrid turbulent kinetic energy and turbulent dispersion on the characteristics of fuel spray ». *SAE Technical Paper*, vol. 2011-01-18.
- Zhou, L., M. Xie, K. H. Luo, M. Jia, Q. Zhou et H. Liu. 2013. « Mixing Effects of Early Injection in Diesel Spray Using LES Model with Different Subgrid Scale Models ». *SAE Technical Paper*, vol. 2013-01-11.
- Zhou, L., K. H. Luo, W. Qin, M. Jia et S. J. Shuai. 2015a. « Large eddy simulation of spray and combustion characteristics with realistic chemistry and high-order numerical scheme under diesel engine-like conditions ». *Energy Conversion and Management*, vol. 93, p. 377-387.
- Zhou, L., K. H. Luo, S. J. Shuai et M. Z. Xie. 2015b. « Large-eddy simulations of diesel spray with a fine grid in a constant-volume vessel ». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 229, n° 2, p. 247-260.