



HAL
open science

Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente. Application à la combustion cryotechnique.

Emmanuel Bodèle

► **To cite this version:**

Emmanuel Bodèle. Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente. Application à la combustion cryotechnique.. Energie électrique. Université d'Orléans, 2004. Français. NNT: . tel-00283103v2

HAL Id: tel-00283103

<https://theses.hal.science/tel-00283103v2>

Submitted on 25 Jun 2008

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

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



THÈSE

présentée à l'Université d'Orléans

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

Discipline : Énergétique - Mécanique des fluides

par

Emmanuel BODÈLE

Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la
vaporisation turbulente.
Application à la combustion cryotechnique.

soutenue le 26 mai 2004

RAPPORTEURS :

M. A. BERLEMONT Directeur de Recherche au CNRS-CORIA de Rouen
M. R. BORCHI Professeur à l'Université de Marseille

MEMBRES DU JURY :

M. G. LAVERGNE Président du Jury / Ingénieur de Recherche à l'ONERA-DMAE de Toulouse
M. A. BERLEMONT Rapporteur / Directeur de Recherche au CNRS-CORIA de Rouen
M. I. GÖKALP Directeur de thèse / Directeur de Recherche au CNRS-LCSR d'Orléans
M. B. SARH Directeur de thèse / Professeur à l'Université d'Orléans
M. B. IZRAR Représentant de l'École Doctorale / Professeur à l'Université d'Orléans
M. S. ZURBACH Examineur / Ingénieur de Recherche à la SNECMA Division Moteurs-
Fusées de Vernon

*à mes parents,
à mes sœurs,
à mes proches,
à mes amis,*

Remerciements

Le moment est venu d'écrire la partie sûrement la plus lue d'une thèse, et c'est avec la crainte d'oublier quelqu'un que je la rédige.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs du CNRS d'Orléans, au sein de l'équipe « Combustion et Turbulence », et n'aurait pu se dérouler dans de bonnes conditions sans le soutien financier de l'ONERA et du Conseil Régional de la Région Centre.

Je tiens à remercier messieurs Michel CATHONNET et Iskender GÖKALP, les directeurs successifs du LCSR pour leur accueil au cours des différents stages qui m'ont conduit jusqu'à la réalisation de cette thèse.

Je remercie une fois de plus monsieur Iskender GÖKALP pour m'avoir proposé ce sujet de recherche, m'avoir encadré durant presque quatre années, m'avoir laissé la liberté de chercher dans des directions qui auraient pu déboucher sur des impasses, et enfin pour m'avoir offert la possibilité de présenter ces travaux lors de nombreux colloques et conférences en France et à travers le monde.

Mes remerciements vont également à monsieur le professeur Brahim SARRH qui a accepté de co-diriger ces travaux, ainsi que pour les discussions passionnées que nous avons eu à l'occasion de ses passages dans mon bureau.

Je remercie monsieur Gérard LAVERGNE qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, et qui bien avant de siéger à cette place, a accepté de relire ce mémoire afin d'en améliorer le contenu.

Je remercie messieurs Alain BERLEMONT et Roland BORGHI qui, malgré un emploi du temps chargé, ont accepté cette délicate tâche de rapporteur.

Je remercie monsieur Stephan ZURBACH qui a accepté le rôle d'examineur au cours de ma soutenance, ainsi que pour son accueil au cours de mes visites à la SNECMA de Vernon.

Je remercie monsieur le professeur Boujema IZRAR qui a accepté de représenter l'École Doctorale au cours de ma soutenance.

Le travail au cours d'une thèse est ardu mais devient plus agréable quand il est effectué dans de bonnes conditions. Par leurs marques de sympathie, les nombreuses personnes que j'ai cotoyées au cours de cette thèse ont contribué, chacune à sa manière, à rendre ces années moins difficiles. Je remercie l'ensemble du personnel permanent du Laboratoire, et en particulier messieurs Ivan FEDIOUN, Christian CHAUVÉAU et Michel ROBLAIN, les anciens doctorants, Cécile, Aziz, Benjamin, Bérangère, Vincent, ainsi que les stagiaires et Docteurs

en devenir, Antoine, Sergio, Mehdi, Thierry, Fabien, Dmitry, Pablo, Romain, Fouzi, j'en oublie et m'en excuse. J'adresse un remerciement particulier à Nabil, qui a enduré sans se vexer mes remarques acerbes pas toujours justifiées durant ces quelques années de cohabitation. Je souhaite également remercier François et Pierre les stagiaires que j'ai eu la chance d'encadrer, pour le travail qu'ils ont effectué ainsi que pour leur ouverture d'esprit.

Parmi les personnes que je souhaite remercier, certaines garderont une place à part dans mes souvenirs : David « La Duchesse », Sébastien « La Fey », et Joël « La Sainte » qui a accepté de partager avec moi une partie de ses connaissances de la typographie française au cours de la mise en forme de ce mémoire.

Le travail du doctorant est parsemé de tracasseries administratives qui peuvent devenir des obstacles insurmontables quand les personnes capables de les faire disparaître ne sont pas présentes. Je remercie l'ensemble du personnel administratif du Laboratoire pour son aide dans la résolution de ces problèmes, et en particulier mesdames Denise de PLINVAL, Jeannine CLINARD, Renée « Pâquerette » HERBIN et, en m'excusant pour l'avoir fait courir à maintes reprises à la dernière minute pour aller chercher les titres de transport, Bernadette TRIFIGNY. Je remercie plus particulièrement madame Murielle CHEVRIER pour sa bonne humeur et sa connaissance des rouages de l'administration qui lui a permis de résoudre un grand nombre des difficultés que j'ai rencontrées.

Je remercie madame Claude FOUGÈRE pour son aide dans la recherche des références bibliographiques ainsi que monsieur Alain AYMARÉ pour nos échanges intenses de blagues qui, je le reconnais, n'étaient pas toujours du meilleur goût.

Je souhaite remercier le personnel de l'ONERA pour son aide dans la prise en main du code de calcul MSD, et en particulier madame Pascale GILBANK et monsieur Dominique SCHERRER.

Je remercie également le personnel de la SNECMA de Vernon pour son aide dans la prise en main du code THÉSÉE, ainsi que pour son accueil au cours de mes visites, avec un remerciement particulier à messieurs Didier SAUCEREAU et Jean-Louis THOMAS.

Les calculs réalisés avec le code THÉSÉE l'ont été en utilisant les moyens mis à ma disposition par le Centre des Ressources Informatiques de Haute Normandie (CRIHAN). Que l'ensemble des membres de ce Centre soit ici remercié pour l'aide technique apportée dans la mise en œuvre des calculs.

Aucun mot suffisamment fort ne me vient pour vous remercier, vous, mes parents, mes proches et mes amis pour votre soutien sans faille tout au long de ces longues années d'études. Vous, sans qui ce travail ne serait jamais parvenu à son terme, merci...

*C'est le rôle essentiel du
professeur d'éveiller la joie
de travailler et de connaître.*

Comment je vois le monde
Albert Einstein

Table des matières

Nomenclature	1
Introduction générale	7

Première partie Synthèse bibliographique	9
--	---

Chapitre 1 L'atomisation	13
Chapitre 2 La vaporisation	39
Chapitre 3 La combustion diphasique	49
Chapitre 4 Présentation du banc d'essai MASCOTTE	55

Deuxième partie Les modèles	61
-----------------------------	----

Chapitre 5 Modélisation de l'atomisation secondaire	65
Chapitre 6 Modélisation de la vaporisation turbulente	77

Troisième partie	Les simulations	85
<hr/>		
Chapitre 7	Validation du modèle d'atomisation secondaire	91
Chapitre 8	Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas non réactif	111
Chapitre 9	Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas réactif	149
Chapitre 10	Simulations de la vaporisation turbulente	171
Conclusions et perspectives		185
<hr/>		
Annexes		189
Annexe A	Les autres résultats de validation du modèle de cassure	191
Annexe B	Calcul des grandeurs thermodynamiques	201
Liste des figures		207
Références		211

Nomenclature

Alphabet latin

a	accélération du liquide	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
a	rayon du jet liquide	m
$A(P)$	constante de transition entre les régimes de cassure	
B	coefficient de transfert	
B_0, B_1	constantes du modèle « wave breakup »	
B_M	nombre de transfert massique ou de Spalding	
Bo	nombre de Bond ($= a \rho_l D^2 / \sigma$)	
B_T	coefficient de transfert thermique	
B_{turb}	coefficient de transfert turbulent	
C	constante de transition entre les régimes de cassure	
C_D	coefficient de traînée	
C_F, C_k, C_b, C_d	constantes du modèle T.A.B.	
C_p	chaleur spécifique	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
D	diamètre des gouttes	m
d	diamètre de la goutte	m
D_0	diamètre initial des gouttes	m
D_1, D_2, D_3	dimensions de l'injecteur coaxial dans le cas MASCOTTE	m
D_{10}	diamètre moyen arithmétique	m
D_{20}	diamètre moyen surfacique	m
D_{21}	diamètre moyen surfacique-linéaire	m
D_{30}	diamètre moyen volumique	m
D_{31}	diamètre moyen volumique-linéaire	m
D_{32} ou DMS	diamètre moyen de Sauter ($= SMD$)	m

D_{32RR}	diamètre moyen de Sauter de la distribution de Rosin-Rammler	m
D_{43}	diamètre moyen de De Brouckere ou Herdan	m
Da	nombre de Damköhler	
D_α	diamètre représentatif	m
D_f	coefficient de diffusion binaire	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
D_i	diamètre des gouttes de la classe i	m
D_{ini}	diamètre initial des distributions monodisperses	m
D_{int}	diamètre intérieur du tube d'injection GH_2	m
D_m	coefficient de diffusion moléculaire	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
D_{Max}	diamètre maximal des distributions de gouttes	m
DMM ou $D_{0,5}$	diamètre médian massique (= MMD)	m
D_{mn}	diamètre moyen d'ordre $m + n$	m
\bar{D}_{ng}	diamètre moyen de la fonction Log-Normale	m
D_{pic}	diamètre du pic de la distribution	m
DR	rapport des densités (= ρ_l / ρ_g)	
D_{RR}	paramètre de la distribution de Rosin-Rammler	m
e_L	épaisseur de la flamme laminaire	m
EO	nombre d'Eötvös (= $a (\rho_l - \rho_g) D^2 / \sigma$)	
F	force induite par l'écoulement sur une goutte	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
J	rapport des quantités de mouvement (= $(\rho U^2)_{\text{GH}_2} / (\rho U^2)_{\text{LOX}}$)	
J_{Fus}	rapport des quantités de mouvement pour un système réel	
K	taux de vaporisation	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Ka	nombre de Karlovitz	
k_B	constante de Boltzman (= $1,38 \times 10^{-23}$)	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
K_{turb}	taux de vaporisation turbulent	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
L_A	longueur d'atomisation	m
La ou Lp	nombre de Laplace (= $1 / Oh^2$)	
L_c	longueur du cœur potentiel liquide	m
Le	nombre de Lewis (= $\lambda_g / (\rho C_p D_m)$)	
L_V	chaleur latente de vaporisation	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
\dot{m}	débit vaporisé	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$

\dot{m}	débit massique	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
M	rapport de mélange ($= \dot{m}_{LOX}/\dot{m}_{GH_2}$)	
m	masse de la goutte	kg
M	masse molaire	$\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$
M_{GL}	masse molaire « réduite »	$\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$
N	nombre de gouttes	
n	densité des gouttes	m^{-3}
N	paramètre de la distribution de Rosin-Rammler	
N_0	nombre initial de gouttes	
N_i	nombre de goutte de la classe i	
Oh	nombre d'Ohnesorge ($= \mu_l/\sqrt{\rho_l D \sigma}$)	
P	pression	Pa
P_{crO_2}	pression critique de l'oxygène	Pa
P_{sat}	pression de vapeur saturante	Pa
q	énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
R	constante des gaz parfaits ($= 8,314$)	$\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
r	rayon instantané de la goutte	m
R^2	coefficient de détermination des lois de Rosin-Rammler	
Re	nombre de Reynolds ($= \rho_g D U_g - U_l /\mu_g$)	
Re_t	nombre de Reynolds turbulent ($= \sqrt{q}D_0/\nu$)	
r_F	rayon de la flamme autour d'une goutte individuelle	m
S_0	surface initiale du brouillard	m^2
Sc	nombre de Schmidt ($= D_m/\nu$)	
s_g	déviatoin standard de la fonction Log-Normale	
S_i	surface totale des gouttes de la classe i	m^2
t	temps	s
T^*	température réduite	
T	temps caractéristique	s
T	température	K
t_{acc}	temps d'accélération	s
τ_{dec}	taux de décroissance axial des diamètres moyens	$\mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$

t_{bag}	temps de cassure dans le cas du régime « bag »	s
t_{cass}	temps de cassure	m
t_d	temps d'amortissement de la déformation de la goutte	s
T_∞	température du milieu ambiant	K
T_{ini}	temps d'initiation de la cassure	s
T_{parc}	temps de parcours sur la trajectoire depuis l'initiation de la cassure	s
T_r	température de référence	K
T_s	température de surface	K
t_{sheet}	temps de cassure dans le cas du régime « sheet stripping »	s
t_{TAB}	temps de cassure du modèle T.A.B.	s
T_{Total}	temps total de cassure	s
t_v	temps de vaporisation de la goutte	s
U	vitesse	$m \cdot s^{-1}$
u	écart type des vitesses fluctuantes	$m \cdot s^{-1}$
u	vitesse	$m \cdot s^{-1}$
u'	vitesse fluctuante	$m \cdot s^{-1}$
U_{g0}	vitesse d'injection des gouttes dans le cas MASCOTTE	$m \cdot s^{-1}$
U_{g0x}, U_{g0y}	composantes de la vitesse d'injection des gouttes	$m \cdot s^{-1}$
U_n	vitesse normale à la surface du cœur potentiel liquide	$m \cdot s^{-1}$
$V(D_i)$	volume total des goutte de la classe i	m^3
$V_{g01}, V_{g02}, V_{g03}$	vitesse d'injection des gouttes dans le cas monogoutte	$m \cdot s^{-1}$
VR	rapport des viscosités ($= \mu_l / \mu_g$)	
V_r	vitesse radiale de régression de la surface de la goutte	$m \cdot s^{-2}$
W	facteur acentrique	
We	nombre de Weber ($= \rho_g D (U_g - U_l)^2 / \sigma$)	
We_c	nombre de Weber critique	
We_g	nombre de Weber basé sur les propriétés du gaz ($= \rho_g U_g D / \sigma$)	
x	déplacement de l'équateur de la goutte	m
x	position d'injection des gouttes sur le cœur potentiel liquide	m
X	position axiale dans le cas MASCOTTE	m
Y	fraction massique	

y	déplacement adimensionné de l'équateur de la goutte	
Y	position radiale dans le cas MASCOTTE	m
Z	coefficient de compressibilité	

Alphabet grec

α	localisation du diamètre représentatif D_α	
α	demi angle au sommet du cœur potentiel liquide	
ε/k	potentiel de Lennard-Jones	K
ε_{GL}	potentiel de Lennard-Jones réduit	J
λ	coefficient de conductivité thermique	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
λ_{max}	longueur d'onde maximale de l'instabilité	m
μ	viscosité dynamique	$\text{N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$
ν	viscosité cinématique	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
$\nu_c(D)$	fraction de volume des gouttes de diamètre inférieur à D	
ω	pulsation propre de la goutte (modèle T.A.B.)	s^{-1}
Ω_D	intégrale de collision pour la diffusion	
ω_{max}	taux d'accroissement maximal de l'instabilité	
Φ	richesse du mélange	
ρ	densité	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
σ	longueur caractéristique de diffusion	m
σ	tension superficielle	$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$
σ_{GL}	longueur caractéristique de diffusion	m
θ	angle d'injection des gouttes	
Θ	angle du brouillard	

Indices et exposants

cr	point critique	
F	combustible	
FS	combustible en surface de la goutte	
g	phase gazeuse	
GH_2	hydrogène gazeux	
∞	milieu ambiant	
l	phase liquide	

<i>LOX</i>	oxygène liquide
<i>m</i>	ordre du diamètre moyen D_{mn}
<i>n</i>	ordre du diamètre moyen D_{mn}
<i>O</i>	oxydant
<i>S</i>	surface de la goutte
Opérateurs	
$\langle \rangle$	moyenne

Introduction générale

Les conditions extrêmes de fonctionnement des moteurs-fusées cryotechniques (injection d'ergols cryogéniques, température pouvant atteindre 3000 K, pression voisine de 10 MPa...), comme le moteur VULCAIN du lanceur Européen ARIANE 5, interdisent l'observation *in situ* des processus s'y déroulant. La compréhension de ces phénomènes est toutefois indispensable pour réduire la durée et le coût de développement de ces systèmes, ainsi que pour en expliquer les éventuels échecs. C'est dans cet objectif que le Groupement de Recherche (GdR) « Combustion dans les Moteurs-Fusées » unissant le CNES, le CNRS, l'ONERA et la SNECMA, fut constitué en 1993. Au cours des presque 10 années d'existence de ce programme, de nombreuses études aussi bien théoriques, numériques qu'expérimentales ont été entreprises. C'est ainsi que du point de vue expérimental, le banc d'essai MASCOTTE (**M**ontage **A**utonomie **S**implifié pour la **C**ryocombustion dans l'**O**xygène et **T**outes **T**echniques **E**xpérimentales) développé par l'ONERA (fonctionnant au sol dans des conditions proches de celles d'un système réel), a permis l'élaboration d'une importante base de données sur les différents processus intervenant (atomisation, vaporisation, combustion, transferts thermiques...). Du côté numérique, plusieurs codes de calcul comme THÉSÉE, pour la SNECMA et MSD (**M**athilda **S**aphyr **D**iamant), pour l'ONERA, ont vu le jour. Ces codes nécessitent cependant des modèles fiables pour permettre une prédiction correcte du fonctionnement du système réduit MASCOTTE (et donc d'un moteur réel).

Les travaux exposés dans ce mémoire se situent dans le cadre de ce GdR, et ont pour principal objectif de fournir des modèles d'atomisation secondaire et de vaporisation turbulente aisément intégrables dans les codes de calculs industriels ou commerciaux. Le modèle de pulvérisation utilise les résultats issus d'une étude expérimentale précédente, qui s'est déroulée au LCSR, et ayant permis la caractérisation complète du processus de cassure d'une goutte d'oxygène liquide (LOX) soumise à un écoulement gazeux de cisaillement (hélium ou air). Le modèle de vaporisation turbulente est lui aussi établi à partir d'une étude expérimentale du LCSR, ayant permis d'analyser la vaporisation d'une goutte isolée d'hydrocarbure (n-alcane) placée dans un environnement gazeux turbulent

(air). Ces deux modèles ont été implantés dans le code THÉSÉE pour le premier, dans MSD pour le second, et utilisés sur une configuration et des conditions de fonctionnement similaires (température, vitesse d'injection, débits, pression...) au dispositif MASCOTTE.

Le présent mémoire s'articule autour de dix chapitres regroupés dans trois parties. La première partie est consacrée à une brève revue bibliographique des processus conduisant de l'injection du liquide jusqu'à l'établissement d'une flamme diphasique. Pour cela, le premier chapitre présente les divers phénomènes intervenant dans la génération du brouillard de gouttelettes. La production de vapeur de combustible (ou comburant) par vaporisation de ce brouillard est décrite au cours du second chapitre. La combustion diphasique est étudiée au cours du troisième chapitre. Enfin, le quatrième chapitre détaille brièvement les caractéristiques du dispositif MASCOTTE. La seconde partie se compose de deux chapitres et est dédiée à la présentation des modèles de cassure (chapitre 5) et de vaporisation (chapitre 6). Enfin, la troisième partie présente les principaux résultats issus des simulations effectuées. C'est ainsi que le septième chapitre s'intéresse à la validation du modèle de cassure dans des conditions similaires à celles ayant permis son élaboration. Les deux chapitres suivants concernent les simulations du développement d'un brouillard d'oxygène liquide dans le dispositif MASCOTTE, en considérant des conditions non réactives (chapitre 8) et réactives (chapitre 9). Enfin, le dixième chapitre présente les simulations réalisées avec le modèle de vaporisation turbulente dans les conditions du banc d'essai MASCOTTE. Pour conclure ce mémoire, nous reprenons les conclusions issues des simulations et nous donnons quelques perspectives à ces travaux.

Première partie

Synthèse bibliographique

Sommaire de la première partie

Chapitre 1 L'atomisation	13
1.1 Généralités	14
1.2 Caractérisation d'un brouillard	15
1.2.1 Diamètres moyens	15
1.2.2 Diamètres représentatifs	16
1.2.3 Distributions des gouttes	17
1.3 Fragmentation d'un jet liquide	19
1.4 L'atomisation primaire	21
1.5 L'atomisation secondaire	22
1.5.1 Critère d'observation d'une cassure	22
1.5.2 Régimes de déformation et de cassure	23
1.5.3 Les temps caractéristiques	28
1.5.4 Distributions finales des gouttes	31
1.5.5 Atomisation en régime supercritique	31
1.5.6 Quelques modèles d'atomisation	32
1.6 Conclusion	36
Chapitre 2 La vaporisation	39
2.1 Introduction	39
2.2 La loi en D^2	40
2.3 Hypothèses	40
2.4 Élaboration de la loi en D^2	41
2.5 Corrections de la loi en D^2	44
2.5.1 Chauffage de la goutte	44
2.5.2 Propriétés de transport	44
2.5.3 Effets de la convection	45

2.5.4	Effets de la pression	45
2.5.5	Effets de l'interaction entre gouttes	46
2.5.6	Effets de la turbulence	46
2.5.7	Effets de la composition de la goutte	46
2.6	Vaporisation des gouttes dans un brouillard	47
2.7	Vaporisation en régime supercritique	47
2.8	Conclusion	48
Chapitre 3 La combustion diphasique		49
3.1	Les différents modes de combustion diphasique	49
3.2	Effets de la turbulence	52
3.3	La combustion diphasique cryotechnique	53
3.4	Conclusion	54
Chapitre 4 Présentation du banc d'essai MASCOTTE		55
4.1	Introduction	55
4.2	Caractéristiques du banc	56
4.3	Domaines de fonctionnement	57
4.4	Diagnostics appliqués	58
4.5	Principaux résultats	59
4.6	Conclusion	59

Chapitre 1

L'atomisation

L'utilisation d'un liquide en tant que réactif dans de nombreuses applications énergétiques (carburant dans le cas des moteurs *Diesel* ou des moteurs aéronautiques, oxygène liquide dans le cas des moteurs-fusées cryotechniques) nécessite la formation d'un brouillard de fines gouttelettes pour favoriser les transferts thermique (chauffage de la phase liquide par le gaz environnant) et massique (vaporisation du liquide). En effet, en considérant la relation (1.1), également illustrée par la figure (1.1), la surface totale du brouillard S_i ainsi que le nombre N_i de gouttes sont fortement accrus par la diminution du diamètre D_i des gouttes.

$$\frac{S_i}{S_0} = \left(\frac{N_i}{N_0} \right)^{1/3} = \frac{D_0}{D_i} \quad (1.1)$$

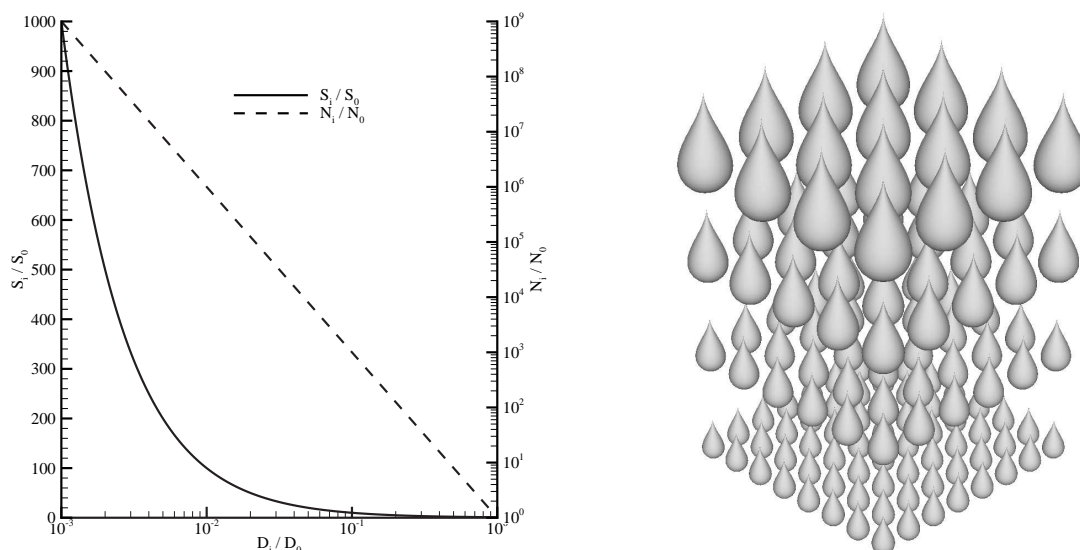


FIGURE 1.1 – Évolution de l'interface liquide-gaz et du nombre total de gouttes en fonction de leur diamètre.

L'amélioration du rendement et de la stabilité du système passe donc par un contrôle des effets des différents paramètres agissant sur le processus d'atomisation. Dans ce chapitre, après quelques considérations d'ordre général, nous présentons les différentes manières de caractériser un brouillard ainsi que les divers processus intervenant dans sa formation, ce en nous limitant au cas de l'atomisation par un écoulement gazeux à grande vitesse. Enfin, nous exposons quelques-unes des modélisations le plus souvent rencontrées dans la littérature.

1.1 Généralités

La formation d'un brouillard est un processus complexe pouvant être décomposé en deux phénomènes plus élémentaires. Dans un premier temps, au cours de la phase d'atomisation primaire, l'interface liquide-gaz est déstabilisée par la force de cisaillement engendrée par la vitesse relative existant entre les phases (dans le cas de l'atomisation par un écoulement). La croissance des instabilités ainsi générées provoque l'arrachage de fragments liquides de formes variées (ligaments, structures de formes complexes, paquets de gouttes...). Les dimensions de ces parcelles liquides sont, au cours du processus d'atomisation secondaire, réduites par cassures successives. Ces deux phénomènes sont le résultat de la compétition entre différentes forces agissant sur le liquide. La force aérodynamique de cisaillement (due essentiellement à la vitesse relative entre les phases) a pour principal effet d'amplifier les instabilités créées au niveau de l'interface, alors que les forces de tension superficielle et de viscosité, ont pour effet de s'opposer à la déformation d'une part, et de l'amortir d'autre part. Pour permettre d'évaluer l'importance relative de ces forces, les nombres de Weber (We), Reynolds (Re) et d'Ohnesorge (Oh), définis comme leurs rapports, sont souvent utilisés (équations 1.2 à 1.4) :

$$We = \frac{\text{force aérodynamique}}{\text{force de tension superficielle}} = \frac{\rho_g D (U_g - U_l)^2}{\sigma} \quad (1.2)$$

$$Re = \frac{\text{force aérodynamique}}{\text{force de viscosité du gaz}} = \frac{\rho_g D |U_g - U_l|}{\mu_g} \quad (1.3)$$

$$Oh = \frac{\text{force de viscosité du liquide}}{(\text{force aérodynamique} \cdot \text{force de tension superficielle})^{1/2}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l D \sigma}} \quad (1.4)$$

Certains auteurs (Gelfand, 1996 ; Hirahara et Kawahashi, 1992 ; Kolev, 1993...), en complément des nombres de Weber, Reynolds et d'Ohnesorge, introduisent d'autres nombres adimensionnés (nombres de Bond Bo , d'Eötvös Eo et de Laplace La ou Lp), combinaisons de We , Re ou Oh ou faisant intervenir d'autres grandeurs comme l'accélération

a du liquide :

$$Bo = \frac{a \rho_l D^2}{\sigma} \quad (1.5)$$

$$Eo = \frac{a (\rho_l - \rho_g) D^2}{\sigma} \quad (1.6)$$

$$La = Lp = \frac{1}{Oh^2} \quad (1.7)$$

Les nombres d'Eötvös et de Bond sont fréquemment utilisés dans le cas de l'étude de la cassure d'une goutte par une onde de choc au cours de laquelle elle subit une forte accélération. Du fait même de sa définition, le nombre de Laplace est souvent remplacé par le nombre d'Ohnesorge.

1.2 Caractérisation d'un brouillard

Dans la grande majorité des cas, les brouillards formés au cours du processus d'atomisation sont polydisperses. Pour les caractériser (en terme de dimension de gouttes), on utilise alors différents paramètres comme les diamètres moyens, les diamètres caractéristiques où encore les distributions en taille des gouttes. Ces informations sont complémentaires mais chacune prise séparément ne suffit pas à décrire le brouillard dans sa totalité.

1.2.1 Diamètres moyens

Dans un premier temps, pour caractériser un brouillard, il est possible d'effectuer des statistiques sur les tailles des gouttes le constituant. Différents moments d'ordre supérieur sont alors définis en fonction du domaine d'application. D'une manière générale, un diamètre moyen d'ordre $m + n$ peut être défini par la relation (1.8) (Lefebvre, 1989, p. 91) :

$$D_{mn} = \left[\frac{\sum N_i D_i^m}{\sum N_i D_i^n} \right]^{1/(m-n)} \quad (1.8)$$

Les diamètres moyens les plus courants ainsi que leur domaine d'utilisation sont regroupés dans le tableau (1.1).

Dans le domaine de la combustion diphasique, on cherche à former des brouillards ayant une surface d'échange maximale, permettant alors d'accroître les échanges entre les phases (et en particulier la vaporisation) avec un volume donné de liquide (caractéristique de la quantité de réactif disponible au cours du processus de combustion). Le diamètre

m	n	Ordre	Symbole	Nom	Domaine d'application
1	0	1	D_{10}	Linéaire ou géométrique	Comparaison
2	0	2	D_{20}	Surfacique	Phénomènes surfaciques
3	0	3	D_{30}	Volumique	Phénomènes volumiques (hydrologie, ...)
2	1	3	D_{21}	Surfacique-linéaire	Absorption
3	1	4	D_{31}	Volumique-linéaire	Évaporation, diffusion moléculaire
3	2	5	D_{32} ou SMD	de Sauter	Transfert massique, réaction
4	3	7	D_{43}	De Brouckere ou Herdan	Équilibre de combustion

TABLEAU 1.1 – Diamètres moyens les plus courants (Lefebvre, 1989, p. 91).

moyen de Sauter D_{32} , qui prenant en compte ces deux grandeurs, permet alors de caractériser en partie l'efficacité du processus d'atomisation. Ce seul paramètre n'étant pas suffisant à la description globale du brouillard, on lui associe souvent d'autres diamètres moyens tels le diamètre moyen arithmétique D_{10} , le diamètre moyen surfacique D_{20} ou encore le diamètre moyen volumique D_{30} . Sowa (1992) donne des interprétations physiques plus précises de certains de ces diamètres, ainsi que les informations qu'il peuvent fournir quant à la caractérisation du brouillard. Certaines de ces significations sont regroupées dans le tableau (1.2).

Diamètre	Interprétation de Sowa (Sowa, 1992)
D_{20}	diamètre d'une goutte dont la surface est la même que la surface moyenne des gouttes du brouillard
D_{32}	diamètre autour duquel la surface des gouttes du brouillard est centrée
D_{30}	diamètre d'une goutte dont le volume est le même que le volume moyen des gouttes du brouillard
D_{43}	diamètre autour duquel le volume des gouttes du brouillard est centré

TABLEAU 1.2 – Interprétation physique (Sowa, 1992) de quelques diamètres moyens.

1.2.2 Diamètres représentatifs

Après avoir déterminé les diamètres moyens des gouttes constituant le brouillard, il est nécessaire de caractériser la manière dont le volume (ou la masse) se répartit dans les gouttes de différents diamètres. Pour cela, on peut définir un diamètre D_α tel que le volume des gouttes de diamètre inférieur à D_α représente un pourcentage α du volume

total du brouillard, par la relation (1.9) :

$$\frac{\sum_{D_i=0}^{D_\alpha} V(D_i)}{\sum_{D_i=0}^{D_{Max}} V(D_i)} = \alpha \quad (1.9)$$

Les diamètres caractéristiques les plus courants, évalués à partir de la relation (1.9) sont regroupés dans le tableau (1.3). Le diamètre caractéristique le plus souvent utilisé est le diamètre médian massique (*DMM* ou $D_{0,5}$), qui permet, associé au diamètre moyen de Sauter, de définir certaines propriétés des distributions en taille des gouttes. Par exemple, Simmons (1977a, b), montre que pour différents types d'atomiseur, les distributions observées conduisent à $D_{0,5}/D_{32} = 1,2$, sur une large gamme de valeurs du diamètre moyen de Sauter (de $30 \mu\text{m}$ à $250 \mu\text{m}$). La détermination de ce rapport permet alors, connaissant au choix $D_{0,5}$ ou D_{32} , de caractériser la distribution en termes de taille des gouttes / fraction de volume, pour n'importe quel type d'atomiseur et dans n'importe quelle condition opératoire.

Diamètre	Signification
$D_{0,1}$	10 % du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,1}$
$D_{0,5}$ (<i>DMM</i> ou <i>MMD</i>)	diamètre médian massique. 50 % du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,5}$
$D_{0,632}$	63,2 % du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,632}$
$D_{0,9}$	90 % du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,9}$
$D_{0,999}$	99,9 % du volume total est contenu dans des gouttes de diamètre $< D_{0,999}$
D_{pic}	Diamètre du pic de la distribution

TABLEAU 1.3 – Diamètres représentatifs (Lefebvre, 1989, p. 92).

1.2.3 Distributions des gouttes

Les distributions permettant de caractériser un brouillard polydisperse sont nombreuses : Hiroyasu-Kadota (Alkidas, 1981), fonction limite supérieure (Lefebvre, 1989 ; Dobbins *et al.*, 1963), Rosin-Rammler, Nukiyama-Tanasawa (Lefebvre, 1989, 1980 ; Alkidas, 1981 ; Dobbins *et al.*, 1963), fonction Log-Normale (Lefebvre, 1989)... Parmi toutes celles-là, les plus fréquemment utilisées sont celles de Rosin-Rammler (relation 1.10), de Nukiyama-Tanasawa (relation 1.11) et la fonction Log-Normale (relation 1.12), sans pour autant

refléter un quelconque caractère universel.

$$1 - \nu_c(D) = \exp \left[- \left(\frac{D}{D_{RR}} \right)^N \right] \quad (1.10)$$

$$\frac{dN}{dD} = a D^p \exp [- (bD)^q] \quad (1.11)$$

$$\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D s_g} \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2s_g^2} (\ln D - \ln \bar{D}_{ng})^2 \right] \right\} \quad (1.12)$$

Avec $\nu_c(D)$ la fraction de volume contenue dans des gouttes de diamètre inférieur à D , D_{RR} , N , a , b , p et q des constantes ajustables.

Les distributions de Rosin-Rammler et de Nukiyama-Tanasawa sont souvent utilisées dans les études expérimentales car elles permettent, *via* leurs paramètres ajustables, de reproduire un grand nombre de résultats expérimentaux. Certains auteurs (Sowa, 1992) évaluent également les moments d'ordre supérieur de ces fonctions, afin de caractériser la dispersion en taille, l'aplatissement de la distribution, la largeur du pic... Enfin, pour en

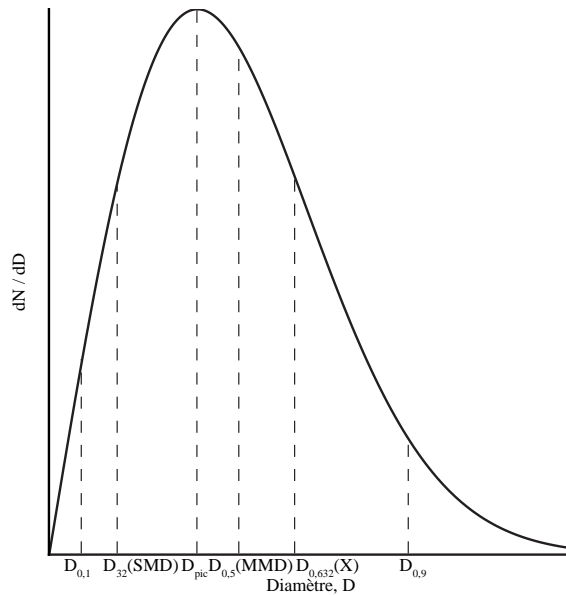


FIGURE 1.2 – Localisation de divers diamètres caractéristiques et moyens (Lefebvre, 1989).

terminer avec la caractérisation de ces tailles de goutte, nous présentons sur la figure (1.2) une superposition de différents diamètres caractéristiques et moyens avec une distribution de type Rosin-Rammler. Cette figure permet notamment de situer ces diamètres par rapport aux zones caractéristiques de la distribution (en particulier par rapport au pic), ainsi que de localiser le diamètre moyen de Sauter par rapport aux diamètres caractéristiques.

1.3 Fragmentation d'un jet liquide

La fragmentation d'un jet liquide non turbulent introduit dans un environnement gazeux au repos (ou à vitesse faible comparée à celle du liquide) peut survenir selon différents modes. Ces régimes de cassure de la nappe liquide dépendent de nombreux paramètres qui pris séparément ne peuvent expliquer la cassure du jet. En reprenant des travaux

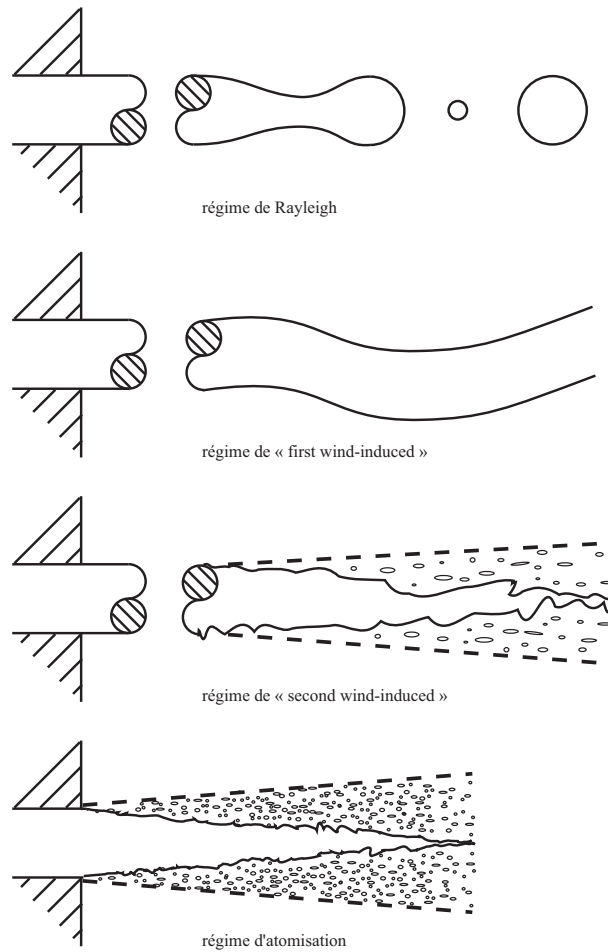


FIGURE 1.3 – Cassure d'un jet liquide dans un milieu gazeux au repos.

antérieurs, Faeth (1990) présente les régimes successivement observés au cours d'un accroissement de la vitesse d'injection du liquide :

- *le régime de Rayleigh*. Ce régime est caractérisé par l'interaction entre les forces d'inertie du liquide et de tension superficielle, conduisant à la génération de gouttes pouvant avoir un diamètre supérieur à celui du jet initial.
- *la première zone d'instabilité aérodynamique* (« first wind-induced breakup regime »). Ce régime de fragmentation est le résultat d'oscillations de la colonne liquide, condui-

sant à la formation de gouttes de diamètre comparable à celui du jet initial.

- la deuxième zone d'instabilité aérodynamique (« second wind-induced breakup regime »). La surface du jet liquide est déstabilisée par la force aérodynamique de cisaillement, conduisant à une large gamme de diamètres pour les gouttes créées.
- le régime d'atomisation. La force de cisaillement devient suffisante pour provoquer la fragmentation du jet dès la sortie de l'injecteur, provoquant la formation de gouttes aux diamètres variés. C'est ce régime qui est utilisé dans la plupart des applications énergétiques car il conduit à la formation d'un brouillard dense, composé de gouttes de faibles diamètres, à même de se vaporiser rapidement.

Ces régimes sont également illustrés par la figure (1.3). Les transitions entre ces régimes peuvent être représentées sous diverses formes. C'est ainsi que Faeth (1990) les détaille dans une carte (We_g ; Oh) (figure 1.4), où We_g est le nombre de Weber basé sur les propriétés du gaz (équation 1.13) :

$$We_g = \frac{\rho_g U_g^2 D}{\sigma} \quad (1.13)$$

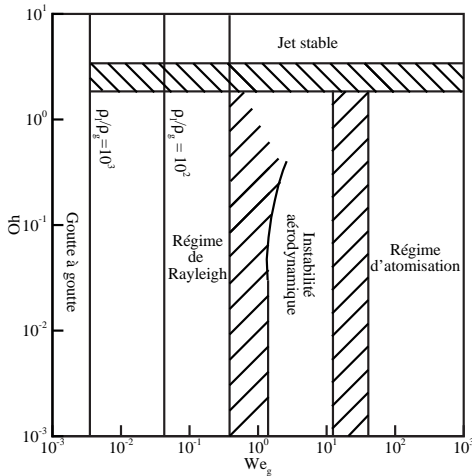


FIGURE 1.4 – Transitions entre les régimes de cassure d'un jet liquide dans un gaz au repos (Faeth, 1990).

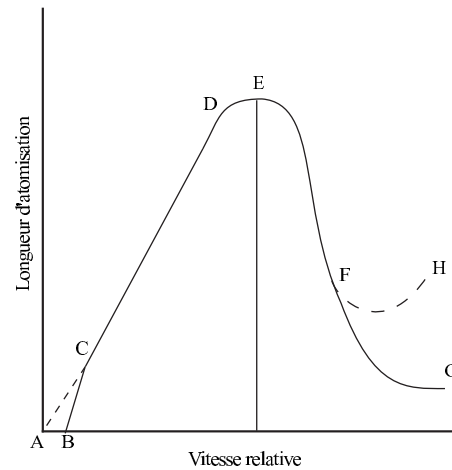


FIGURE 1.5 – Longueur d'atomisation d'un jet liquide introduit dans un gaz au repos.

La localisation de certaines de ces transitions est encore imprécise (zones hachurées) en raison de la faible quantité de données disponibles (cas de la transition vers le régime de jet stable pour les grandes valeurs du nombre d'Ohnesorge), ou encore à cause de la

turbulence interne au jet qui tend à déplacer la frontière entre les régimes. Par ailleurs, la transition entre la première et la deuxième zone d'instabilité aérodynamique apparaissant de manière continue, il est difficile de la placer sur ce type de diagramme. Certains auteurs vont jusqu'à regrouper ces deux régimes en un seul et définissent alors un unique mode transitoire entre les régimes de Rayleigh et d'atomisation.

La figure (1.5) présente l'évolution de la longueur d'atomisation L_A en fonction de la vitesse relative entre les phases liquide et gazeuse à l'injection (Reitz, 1978). Cette longueur correspond à la distance suivant l'axe du jet liquide, pour laquelle il reste continu. Sur cette courbe, il est possible de retrouver les différents régimes de cassure du jet. Pour les très faibles vitesses relatives (partie ABC), aucun jet ne se forme, le liquide « s'égoutte » (régime de goutte à goutte, désigné par « drip », en anglais) pour ne former que des gouttes de grandes dimensions. Les sections CD et EF représentent respectivement le régime de Rayleigh et la première zone d'instabilité aérodynamique. Les portions FG ou FH sont caractéristiques de la seconde zone d'instabilité aérodynamique. La différence observée dans le comportement provient de la variation entre les longueurs observées. La section FH correspond à la longueur du cœur liquide tandis que la partie FG correspond à la longueur intacte du jet. Le régime d'atomisation se place au-delà des points H ou G.

Le processus de fragmentation d'un jet liquide par un écoulement gazeux à haute vitesse (désigné par « airblast atomization » ou « plain-jet atomization » en anglais) est l'équivalent du régime d'atomisation introduit précédemment. Ce processus global est généralement décomposé en deux phases plus élémentaires. La première, dite d'atomisation primaire, consiste à arracher des ligaments de « grandes » dimensions au jet liquide initial, tandis que la seconde, dite d'atomisation secondaire, agit par réduction des dimensions des fragments primaires pour finalement aboutir à un brouillard de fines gouttelettes.

1.4 L'atomisation primaire

De nombreux phénomènes interviennent dans le détachement de parcelles liquides au jet initial. À la force aérodynamique de cisaillement (Reitz et Bracco, 1982), générée par l'importante vitesse relative entre les phases (pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres par seconde pour certains injecteurs coaxiaux) qui tend à déstabiliser la surface du liquide, s'oppose la force de tension superficielle, tandis que la force visqueuse du liquide tend à amortir les oscillations. Par ailleurs, les propriétés du liquide et du gaz ainsi que les conditions expérimentales interviennent dans la formation et le développement des instabilités en surface du liquide. Les paramètres les plus souvent étudiés sont :

- la turbulence interne au liquide qui, par l'intermédiaire de l'énergie cinétique turbu-

- lente, favorise la création et le développement des instabilités en surface du liquide (Wu *et al.*, 1992 ; Wu et Faeth, 1993 ; Wu *et al.*, 1995 ; Leboissetier et Zaleski, 2002) ;
- la cavitation à l'intérieur de l'injecteur, créant des poches gazeuses dans le liquide qui modifient la turbulence ou qui éclatent en sortie de l'injecteur (He et Ruiz, 1995) ;
 - les fluctuations de pression d'injection du liquide (pulsation dans le débit du liquide), pouvant provoquer la coupure du jet liquide (Herding, 1997).
 - la géométrie de l'injecteur favorisant le développement de la turbulence ou de la cavitation dans le liquide (Ateshkadi *et al.*, 1998) ;
 - la vitesse du gaz d'atomisation (Marmottant et Villermaux, 2003) ;
 - l'écoulement interne à l'atomiseur (Donjat *et al.*, 2003, dans le cas d'un atomiseur à « swirl ») ;
 - la viscosité du liquide (Villermaux, 1998b) ;
 - etc.

Aucun de ces processus n'est capable à lui seul d'expliquer le phénomène d'atomisation primaire. Il semble donc que le développement des instabilités en surface du jet ainsi que l'arrachage des ligaments soient les conséquences de la conjugaison de plusieurs de ces processus.

1.5 L'atomisation secondaire

Au cours du processus d'atomisation secondaire, les ligaments arrachés au jet liquide sont fractionnés pour former de fines gouttelettes. Expérimentalement, l'étude de cette fragmentation repose sur la caractérisation de la cassure d'une goutte initialement sphérique. En effet, la génération expérimentale de ligaments stables n'est pas aisée, ceux-ci ayant tendance à se contracter sous l'effet de la tension superficielle pour tendre vers des formes plus sphériques.

1.5.1 Critère d'observation d'une cassure

En fonction du rapport des intensités des forces de cisaillement et de tension superficielle (donc de We), une goutte initialement sphérique peut être seulement déformée ou encore fractionnée. La transition entre ces deux évolutions permet de définir un nombre de Weber critique We_c , qui permet de déterminer si une goutte, placée dans des conditions expérimentales données, se fragmente. Les études concernant la détermination de ce nombre sont nombreuses et ont conduit à l'obtention d'une corrélation du nombre de Weber en fonction

du nombre d'Ohnesorge (équation 1.14), (Pilch et Erdman, 1987; Brodkey, 1969) :

$$We_c = 12 (1 + 1,077 Oh^{1,6}) \quad (1.14)$$

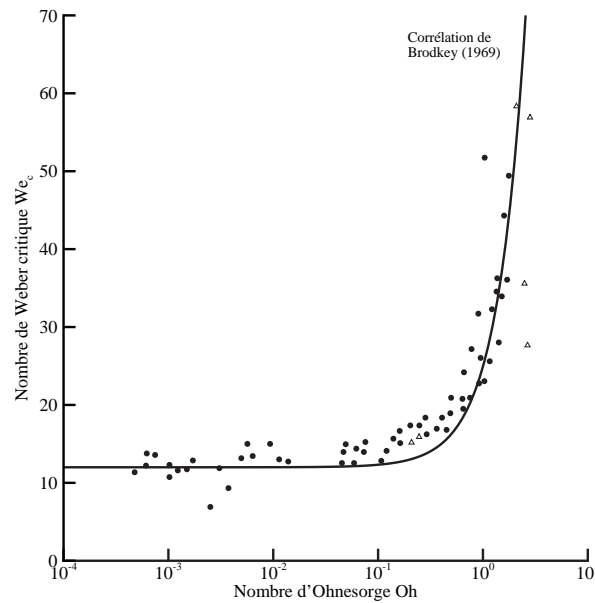


FIGURE 1.6 – Évolution du nombre de Weber critique en fonction du nombre d'Ohnesorge (Pilch et Erdman, 1987). ● : système liquide/gaz (Haas, 1964; Hanson et Domich, 1956; Hanson *et al.*, 1963; Hassler, 1970, 1971; Hinze, 1949); △ : système liquide/liquide (Li et Fogler, 1978).

Comme l'ont montré Pilch et Erdman (1987), cette corrélation reproduit bien les données expérimentales de diverses origines (figure 1.6). De plus, en superposant les données de Li et Fogler (1978), ils mettent en évidence la validité de cette relation pour un système liquide/liquide.

Dans le cas des liquides à faible viscosité ($Oh < 0,1$), le nombre de Weber critique est indépendant du nombre d'Ohnesorge, et on retrouve alors $We_c = 12$, valeur souvent rencontrée dans la littérature et attribuée au nombre de Weber critique.

1.5.2 Régimes de déformation et de cassure

Définition des régimes

Si les conditions expérimentales le permettent (c'est-à-dire $We > We_c$), la goutte se fractionne. Cette cassure pouvant survenir sous différentes formes, en fonction des paramètres

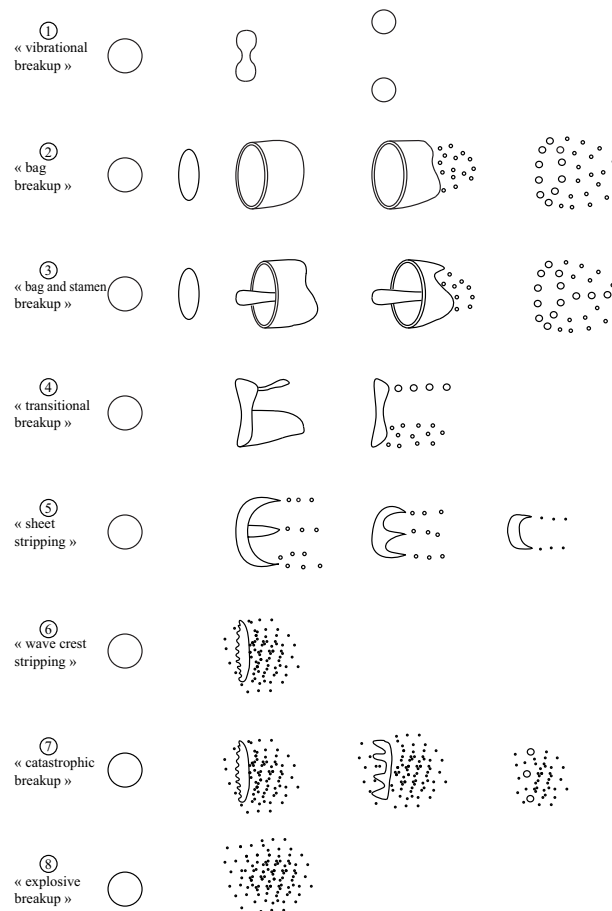


FIGURE 1.7 – Représentation schématique des différents régimes de cassure (Shraiber *et al.*, 1996).

agissant sur la goutte et des propriétés des fluides en présence. De nombreuses études ont été menées sur la détermination de ces modes de cassure, et ont conduit à l'élaboration de diverses classifications. Shraiber *et al.* (1996) ont regroupé et simplifié certaines de ces classifications pour ne conserver que huit modes de fragmentation, observés successivement au cours d'un accroissement de la force de cisaillement appliquée à la goutte (figure 1.7) :

- le « vibrational breakup » ① : (cassure par vibration) la goutte oscille suivant sa fréquence propre avec une amplitude croissante et finit par se désintégrer en plusieurs gros fragments (le plus souvent 2 ou 4, parfois jusqu'à 8) ;
- le « bag breakup » ② : (cassure en sac ou en parachute) la goutte est aplatie perpendiculairement à la direction de l'écoulement et prend la forme d'un ellipsoïde. La partie centrale de cet ellipsoïde est étirée pour former un sac attaché à une couronne toroïdale. La cassure commence par la fragmentation du sac qui forme de petites gouttes, et est ensuite suivie par la désintégration de la couronne toroïdale,

- généralisant des gouttes de dimensions supérieures à celles du sac ;
- le « bag and stamen breakup » ③ : (cassure en sac et étamines ou en parapluie) simultanément à la formation d'un sac, comme dans le cas du régime précédent, un ligament central dirigé contrairement à l'écoulement apparaît. Le sac se désintègre le premier, suivi par la couronne toroïdale et par le ligament. Les gouttes issues de la couronne et du ligaments ont alors des dimensions comparables ;
 - le « transitional breakup » ④ : (cassure transitionnelle ou multimode ou cassure chaotique...) ce régime est caractérisé par la création d'un sac de plus petite dimension ainsi que de ligaments périphériques à la couronne toroïdale. Les ligaments sont à l'origine de la génération de gouttes aux dimensions assez importantes en comparaison de celles provenant du sac. Ce régime est également caractérisé par une déformation très importante de la goutte ;
 - le « shear breakup » ou « sheet stripping » ⑤ : (cassure par cisaillement) la goutte ne présente plus de formation de sac mais uniquement de ligaments. La goutte s'épluche alors par petits fragments ;
 - le « wave crest stripping » ⑥ : (cassure par érosion de vagues) de petites vagues avec une amplitude assez importante sont générées à l'arrière de la goutte et épluchent progressivement la goutte ;
 - le « catastrophic breakup » ⑦ : (cassure catastrophique) des vagues plus importantes que dans le régime précédent se forment à la surface de la goutte à partir desquelles de gros fragments sont créés, qui sont à leur tour fractionnés ;
 - le « explosive breakup » ⑧ : (cassure explosive) ce régime, fréquent dans l'étude de la cassure par une onde de choc, est caractérisé par une désintégration quasi instantanée de la goutte en un brouillard de fines gouttelettes.

Transitions entre les régimes et cartes

La détermination des transitions entre ces différents modes de cassure a fait l'objet de nombreuses études. C'est ainsi que Krzeczowski (1980) reprend et complète une étude antérieure concernant la cassure d'une goutte par un écoulement gazeux et détermine, dans une carte ($1/La = Oh^2$; We), les transitions entre les régimes « bag and stamen », « transitional » et « shear » (figure 1.8).

Des études sur la fragmentation d'une goutte par une onde de choc (Hsiang et Faeth, 1992, 1995), conduisent au même type de représentation (figure 1.9). Cette figure montre que les résultats obtenus au cours de diverses études, avec des méthodes expérimentales différentes, conduisent à des observations similaires. Pour les liquides à forte viscosité ($Oh > 0,1$), les transitions sont décalées vers les valeurs plus élevées du nombre de Weber.

Un paramètre souvent utilisé pour la détermination des transitions entre les régimes de cassure est le groupement adimensionné We/\sqrt{Re} (Borisov *et al.*, 1981 ; Gelfand, 1996). C'est ainsi que Borisov *et al.* (1981) évaluent les valeurs de We et de We/\sqrt{Re} pour les transitions entre les différents groupes de régimes qu'ils considèrent (tableau 1.4).

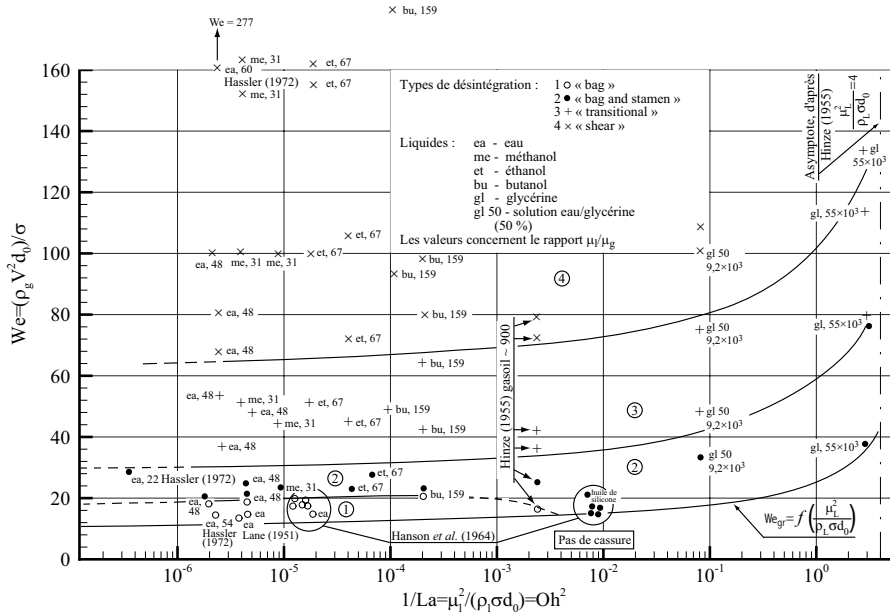


FIGURE 1.8 – Carte de transition entre différents régimes de cassure (Krzeczkowski, 1980). (Données de Hassler, 1972 ; Lane, 1951 ; Hanson *et al.*, 1963 ; Hinze, 1955).

Groupe de régime	We	We/\sqrt{Re}
I	10 – 40	0,2 – 1
II	40 – 10^3	1 – 20
III	10^3 – 10^5	20 – 100

TABLEAU 1.4 – Domaine des régimes de cassure d'après Borisov *et al.* (1981). I : regroupe les régimes « vibrational », « bag », « bag and stamen » et « transitional » ; II : régime de « sheet stripping » ; III : regroupe les régimes de « wave crest stripping », « catastrophic » et « explosive. »

Gelfand (1996) propose également un diagramme (figure 1.10) situant les divers régimes de cassure dans un plan ($We ; We/\sqrt{Re}$). Il établit, dans le but de tenir compte de la pression dans le processus de cassure d'une goutte dans un tube à choc, une corrélation

faisant intervenir le rapport de densité $DR (= \rho_l/\rho_g)$ sous la forme :

$$\frac{We}{\sqrt{Re}} = 1,5 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,25} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,5} \tag{1.15}$$

Cette relation s'applique à la transition entre les régimes « transitional » et « shear. »

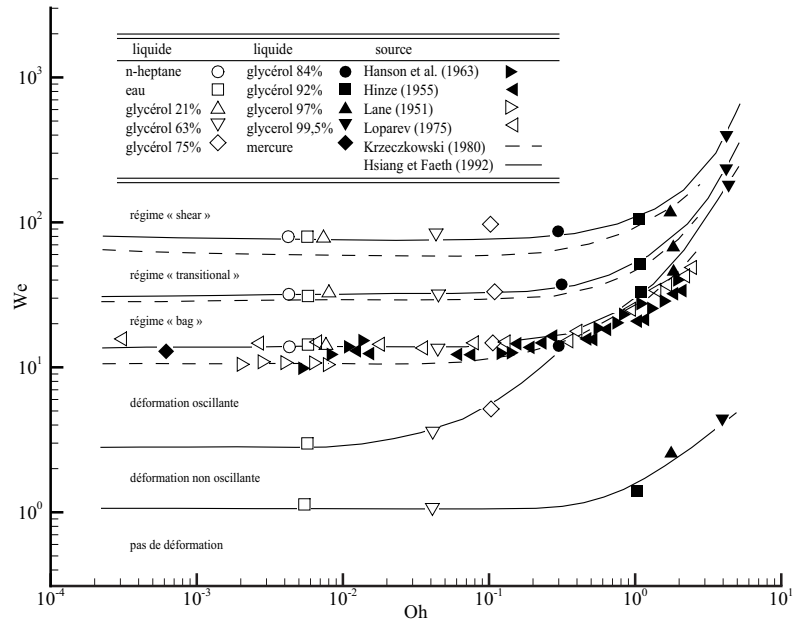


FIGURE 1.9 – Carte de transition entre différents régimes de cassure dans le cas de la fragmentation par une onde de choc (Hsiang et Faeth, 1992). (▶ : Hanson *et al.*, 1963; ◀ : Hinze, 1955; ▷ : Lane, 1951; ◁ : Loparev, 1975).

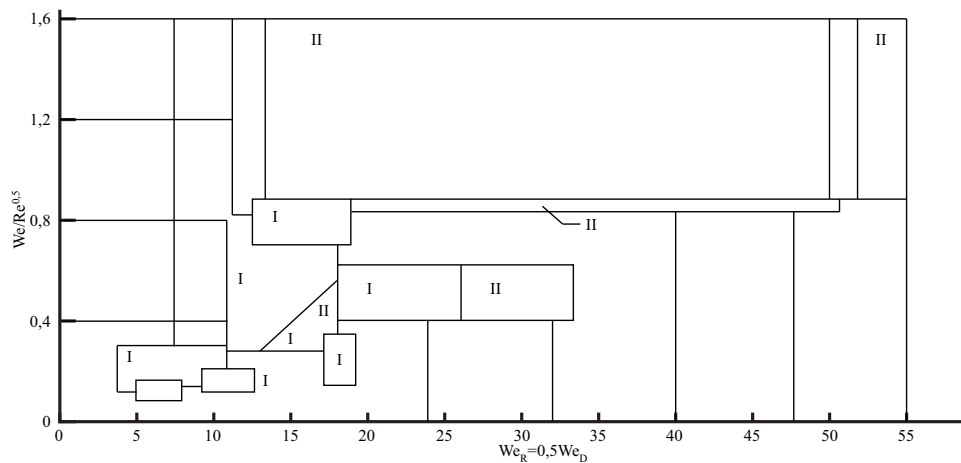


FIGURE 1.10 – Positionnement général des domaines d'existence des régimes de cassure (Gelfand, 1996).

Paramètres influençant les transitions

De nombreux paramètres influencent la position des transitions entre les régimes de cassure. Parfois, le rapport des viscosités $VR (= \mu_l/\mu_g)$, remplace le nombre de Reynolds. Il intervient alors dans la détermination de la taille des gouttes secondaires sans que son influence sur les transitions entre les régimes ne soit clairement comprise (Tjahjadi *et al.*, 1992). Par ailleurs, bien que souvent employé, le nombre de Reynolds ne peut être utilisé seul pour déterminer la position des transitions. En effet, Liu et Reitz (1997) ont montré que pour un même nombre de Reynolds, différents régimes de cassure peuvent apparaître, et inversement, un même régime peut survenir avec des valeurs distinctes du nombre de Reynolds.

La pression influence également la position des transitions entre les régimes de cassure. En effet, en considérant un régime de cassure donné, la condition de cassure peut s'écrire $We/\sqrt{Re} > A$, où A est une constante dépendante de la pression. Expérimentalement, en augmentant la pression de 0,1 MPa à 5 MPa, la valeur de A décroît de 1–1,6 à environ 0,6, permettant alors d'exprimer la loi de dépendance de A sous la forme (Gelfand, 1996) :

$$A(P) = 1,5 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,25} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,5} \quad (1.16)$$

Cette relation met en évidence l'apparition plus précoce du mode de « sheet stripping » avec une augmentation de la pression. Par ailleurs, cette corrélation obtenue par l'intermédiaire d'un tube à choc peut éventuellement adopter un comportement différent dans le cas de l'atomisation par un écoulement de cisaillement.

1.5.3 Les temps caractéristiques

La dynamique de la cassure d'une goutte dépend de différents temps caractéristiques. Les plus largement étudiés sont le temps d'initiation de la cassure et le temps total de cassure. Nous décrivons dans les paragraphes suivants les principales caractéristiques de ces temps.

Le temps d'initiation de la cassure

Dans le but de simplifier les comparaisons entre les différentes méthodes expérimentales, un temps caractéristique servant à normaliser le temps d'initiation est souvent utilisé. Il est basé sur la conservation de la quantité de mouvement entre le gaz et le liquide à la surface de la goutte de diamètre D_0 , et peut alors s'écrire sous la forme (Ranger et

Nicholls, 1969) :

$$T = \frac{D_0}{U} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.17)$$

La définition du temps d'initiation varie beaucoup selon les auteurs car elle est très dépendante du régime de cassure considéré. En effet, pour les régimes faisant apparaître un sac, c'est le plus souvent le début de sa formation qui marque la fin de l'initiation, bien que le début de sa désintégration puisse également servir de référence. Pour le régime de « sheet stripping », c'est le début de la formation des ligaments qui signifie la fin de l'initialisation. Pour les « wave crest stripping », « catastrophic » et « explosive », l'apparition des premières gouttelettes à l'arrière de la goutte est considérée comme la fin de l'initiation. Pilch et Erdman (1987) proposent une relation permettant de déterminer le temps d'initiation T_{ini} pour des fluides visqueux ($Oh > 0,1$) :

$$T_{ini} = 1,9 (We - 12)^{-0,25} (1 + 2,2 Oh^{1,6}) \quad (1.18)$$

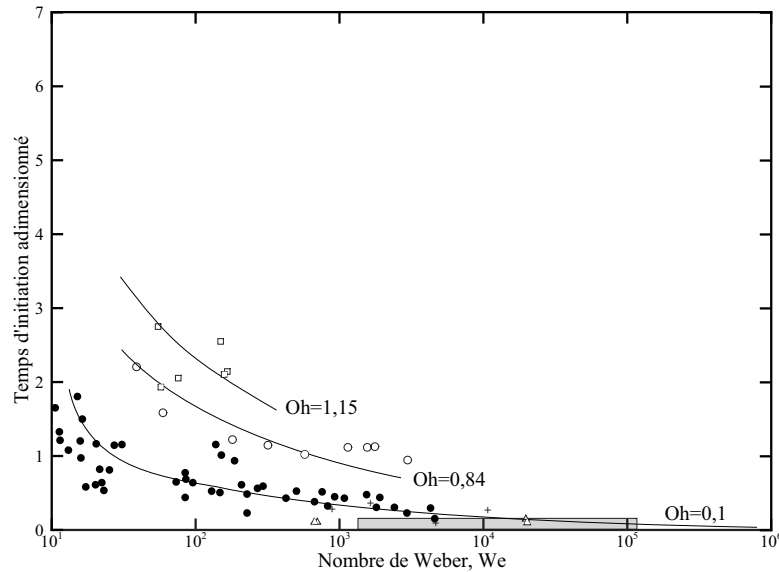


FIGURE 1.11 – Temps d'initiation adimensionné pour des liquides visqueux (Pilch et Erdman, 1987). ●, ○, □ : Wolfe et Anderson (1964); + : Engel (1958); △ : Rojec (1963); ■ : Krauss (1970).

Cette relation, illustrée par la figure (1.11), met en évidence la décroissance du temps d'initiation de la cassure pour les liquides visqueux quand le nombre de Weber augmente. Dans le cas des liquides à plus faible viscosité ($Oh \ll 0,1$) et pour le régime de « sheet stripping », Chou *et al.* (1997) montrent que le temps d'initiation normalisé (T_{ini}/T) est de l'ordre de 1,5.

Le temps total de cassure

La définition du temps total de cassure T_{Total} est moins sujette à controverse que celle du temps d'initiation. Pilch et Erdman (1987) le définissent ainsi comme la durée pendant laquelle la goutte (si une goutte cohérente persiste) et ses fragments sont soumis au processus de cassure. Des corrélations pour le temps total de cassure ont été établies par Pilch et Erdman (1987) puis reprises par Shraiber *et al.* (1996) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} T_{Total} = 6 (We - 12)^{-0,25} & \text{pour } 12 \leq We \leq 18 \\ T_{Total} = 2,45 (We - 12)^{0,25} & \text{pour } 18 \leq We \leq 45 \\ T_{Total} = 14,1 (We - 12)^{-0,25} & \text{pour } 45 \leq We \leq 351 \\ T_{Total} = 0,766 (We - 12)^{0,25} & \text{pour } 351 \leq We \leq 2670 \\ T_{Total} = 5,5 & \text{pour } We \geq 2670 \end{array} \right. \quad (1.19)$$

La figure (1.12) présente ces différentes relations en superposition avec les résultats expérimentaux obtenus par divers auteurs.

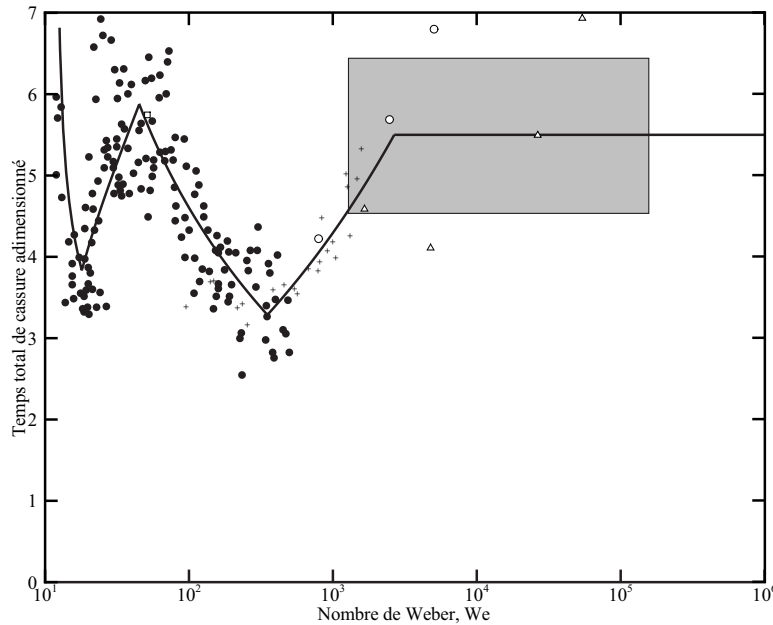


FIGURE 1.12 – Temps total de cassure adimensionné (Pilch et Erdman, 1987).
 ● : Hassler (1970, 1971); + Jenkins et Booker (1964); □ : Reinecke et Waldman (1975); ○ : Engel (1958); ■ : Ranger (1968), Ranger et Nicholls (1969), Krauss (1970), Mehta (1980).

Dans le cas des liquides à forte viscosité ($Oh > 0,1$), Gelfand (1996) propose une

expression qui simplifie alors les relations précédentes :

$$T_{Total} = 4,5 (1 + 1,2 Oh^{1,64}) \quad \text{pour} \quad We < 228 \quad (1.20)$$

Les autres temps caractéristiques

D'autres temps caractéristiques apparentés au temps de cassure sont parfois utilisés. C'est ainsi que Patel et Theofanous (1981) introduisent le temps de cassure comme la durée nécessaire pour que le diamètre apparent de la goutte double. Les valeurs obtenues pour ce temps montrent qu'il est comparable au temps d'initiation de la cassure. Simpkins et Bales (1972) définissent quant à eux le temps de cassure comme la durée nécessaire à l'apparition des premières vagues en surface de la goutte. Cette définition est assez proche de celle du temps primaire de cassure défini par Pilch et Erdman (1987). Kauffman et Nicholls (1971) expriment le temps de cassure comme la durée nécessaire à la goutte pour atteindre 60 % de la vitesse de l'écoulement. Les valeurs obtenues sont alors situées entre les valeurs du temps d'initiation et la durée totale de cassure. Ces différents temps ne sont que très peu utilisés et étudiés.

1.5.4 Distributions finales des gouttes

La distribution des gouttes après le processus de cassure est un paramètre crucial pour la suite des phénomènes conduisant à la combustion. En effet, les dimensions des gouttes déterminent la vitesse avec laquelle elles se vaporisent, influençant par conséquent le processus de combustion. La détermination de ce paramètre est délicate car il faut distinguer les fragments issus directement de la goutte initiale de ceux provenant de la fragmentation des gouttes secondaires. Les résultats de la littérature sont contradictoires sur les résultats obtenus au cours du régime de « bag breakup ». Dans le cas des régimes de « bag breakup », « Transitional breakup » et « shear breakup » certains auteurs (Chou *et al.*, 1997 ; Hsiang et Faeth, 1992 ; Wu et Faeth, 1993) parviennent toutefois à la conclusion que la distribution finale des gouttes satisfait la distribution universelle de Simmons (1977a, b), avec $MMD/SMD = 1,2$ (*cf.* paragraphe 1.2.2).

1.5.5 Atomisation en régime supercritique

Dans le cas de l'injection d'un liquide dans des conditions supercritiques ou transcritiques, les caractéristiques du processus d'atomisation sont considérablement modifiées (Mayer et Tamura, 1996 ; Mayer *et al.*, 1998). En effet, dans ces conditions particulières, le liquide

adopte un comportement de gaz dense en raison de la très forte diminution (voire annulation dans certains cas) de sa tension superficielle. L'interface liquide/gaz devenant alors difficile à localiser. L'évaluation de la tension superficielle du liquide, point crucial dans la détermination des régimes de cassure (basés sur la valeur du nombre de Weber), devient de ce fait très délicate. Dans le but de vérifier la validité de lois empiriques, Vieille (1998) a montré que la tension superficielle d'une goutte d'oxygène liquide dans de l'air ou de l'hélium, conserve une tension superficielle non nulle au-delà de la pression critique théorique ($P_{crO_2} = 5,09$ MPa pour de l'oxygène liquide dans de l'oxygène gazeux) de l'oxygène. Cette valeur non nulle de la tension superficielle autorise alors l'observation de parcelles liquides cohérentes dans des conditions théoriquement supercritiques.

1.5.6 Quelques modèles d'atomisation

Le modèle de Reitz et Diwakar

Reitz et Diwakar (1986) proposent un modèle de cassure pour une goutte placée dans l'écoulement à grande vitesse suivant une onde de choc. La cassure de la goutte peut alors se dérouler selon le régime de « bag » ou de « sheet stripping. » Pour le mode de « bag », le critère de cassure est donné par :

$$We = \frac{\rho_g u^2 r}{\sigma} > We_c = 6 \quad (1.21)$$

avec r le rayon de la goutte. Le temps de cassure pour ce mode est quant à lui évalué par :

$$t_{bag} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\rho_l r}{\sigma}} \quad (1.22)$$

Le temps de cassure t_{bag} est alors proportionnel à la fréquence propre des gouttes. Pour la cassure en « sheet stripping », le critère de cassure s'écrit :

$$\frac{We}{\sqrt{Re}} = \frac{(\rho_g u^3 r \nu_g)^{1/2}}{\sqrt{2}\sigma} > \frac{1}{2} \quad (1.23)$$

Nous retrouvons ici le critère We/\sqrt{Re} introduit par Gelfand (1996) et Borisov *et al.* (1981). Le temps de cassure est alors estimé par :

$$t_{sheet} = C \frac{r}{u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.24)$$

La constante C valant 20 ou 8 selon les différents auteurs.

Au cours de la cassure, le diamètre des nouvelles particules est obtenu en transformant les inégalités (1.21) et (1.23) en égalités. La conservation de la masse est par conséquent obtenue en ajustant le nombre de particules secondaires. Dans leur modèle, Reitz et Diwakar (1986) proposent également une expression pour la valeur Θ de l'angle du brouillard :

$$\tan(\Theta/2) = 0,7 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (1.25)$$

Modèle « Wave breakup »

Dans ce modèle, Liu et Reitz (1993) considèrent la création de gouttes de rayon r (tous les fragments secondaires ont le même diamètre) à partir d'un jet de rayon a et de vitesse relative u par :

$$r = \begin{cases} B_0 \lambda_{max} & \text{si } B_0 \lambda_{max} \leq a \\ \min \left\{ \begin{array}{l} (3\pi a^2 u / 2\omega_{max})^{0,33} \\ (3a^2 \lambda_{max} / 4)^{0,33} \end{array} \right. & \text{si } B_0 \lambda_{max} > a, \text{ une seule fois} \end{cases} \quad (1.26)$$

où λ_{max} est la longueur d'onde de l'instabilité correspondant au taux d'accroissement maximal ω_{max} (ces deux grandeurs étant évaluées à partir de la théorie linéaire). Avec les hypothèses d'une vitesse relative élevée ($We \gg 1$) et d'un liquide faiblement visqueux ($Oh \rightarrow 0$), il est alors possible d'évaluer λ_{max} par :

$$\lambda_{max} = \frac{\sigma}{\rho_g u^2} \frac{9,02}{0,87^{0,6}} \quad (1.27)$$

En utilisant le critère de cassure (1.21), le rayon stable est donné par :

$$r = \frac{6\sigma}{\rho_g u^2} \quad (1.28)$$

Il vient alors, pour la constante B_0 :

$$B_0 = \frac{6 \times 0,87^{0,6}}{9,02} = 0,61 \quad (1.29)$$

Le temps de cassure est obtenu par :

$$t_{cass} = 3,726 B_1 \frac{a}{\lambda_{max} \omega_{max}}, \text{ avec } B_1 = 10 \quad (1.30)$$

Ce modèle propose également une évaluation de l'angle Θ du brouillard par l'intermédiaire de la relation :

$$\tan(\Theta/2) = 0,188 \frac{\lambda_{max} \omega_{max}}{u} \quad (1.31)$$

En considérant $We \gg 1$ et $Oh \rightarrow 0$, cet angle est alors similaire à celui proposé par Reitz et Diwakar (1986) (équation 1.25).

Le modèle T.A.B.

Le modèle T.A.B. (**T**aylor **A**nalogy **B**reakup) proposé par O'Rourke et Amsden (1987), repose sur une analogie avec un système masse-ressort. Ils considèrent que la force extérieure peut être assimilée à la force aérodynamique subie par la goutte, la force de rappel à la tension de surface et la force d'amortissement à la force visqueuse. Le déplacement x de l'équateur de la goutte de rayon r par rapport à sa position d'équilibre est alors adimensionné en posant $y = 2x/r$, et est régi par l'équation différentielle générale :

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{C_F \rho_g u^2}{C_b \rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \frac{dy}{dt} \quad (1.32)$$

La solution exacte de (1.32) peut s'écrire :

$$y(t) = \frac{C_F}{C_k C_b} We + e^{-t/t_d} \left[\left(y_0 - \frac{C_F}{C_k C_b} We \right) \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \left(\dot{y}_0 + \frac{y_0 - \frac{C_F}{C_k C_b} We}{t_d} \right) \sin \omega t \right] \quad (1.33)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} We = \frac{\rho_g u^2 r}{\sigma} \\ y_0 = y(0) \\ \dot{y}_0 = \frac{dy}{dt}(0) \\ \frac{1}{t_d} = \frac{C_d \mu_l}{2 \rho_l r^2} \\ \omega^2 = C_k \frac{\sigma}{\rho_l r^3} - \frac{1}{t_d^2} \\ C_F = \frac{1}{3} \\ C_k = 8 \\ C_d = 5 \\ C_b = \frac{1}{2} \end{array} \right. \quad (1.34)$$

Dans l'hypothèse d'un liquide non visqueux ($t_d \rightarrow \infty$), et avec les conditions initiales

$y_0 = \dot{y}_0 = 0$, la solution (1.33) devient :

$$y(t) = \frac{C_F}{C_k C_b} We (1 - \cos \omega t) \quad (1.35)$$

Le critère de rupture de ce modèle, donné par $y(t) > 1$ (il y a cassure si le déplacement de l'équateur de la goutte est supérieur à $r/2$), peut également se traduire par (la valeur $We_c = 6$ est la conséquence de la définition du nombre de Weber à partir du rayon de la goutte) :

$$We_c = \frac{C_k C_b}{2 C_F} = 6 \quad (1.36)$$

S'agissant du temps de cassure, deux cas se présentent (en négligeant le terme de viscosité) :

$$\begin{cases} t_{TAB} = \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{\rho_l r^3}{\sigma}} & \text{si } We \sim We_c \\ t_{TAB} = \sqrt{3} \frac{r}{u} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} & \text{si } We \gg 1 \end{cases} \quad (1.37)$$

Ce modèle, contrairement à ceux exposés précédemment, ne propose pas d'évaluation pour l'angle Θ du brouillard.

Autres modèles

D'autres modèles de cassure de goutte que nous ne détaillerons pas ici existent. On peut par exemple citer le modèle de Pourouchottamane (Pourouchottamane *et al.*, 2001a; Pourouchottamane, 2002), prenant en compte le volume occupé par le liquide ainsi que la déformation des gouttes sous forme de ligaments dans une approche SEL (**S**tatistique **E**ulérienne **L**agrangienne) modifiée, faisant intervenir la densité d'interface entre les phases.

Dans le modèle de Gorokhovski et Saveliev (2001), les diamètres et les dimensions des gouttes secondaires sont déterminés par une méthode stochastique. La probabilité de création d'un nombre donné de gouttes secondaires ne dépend pas de la taille de la goutte mère.

Vallet (1997) propose un modèle d'atomisation basé sur une approche Eulérienne d'un seul fluide à masse volumique fortement variable, avec une dispersion des particules basée sur des équations d'un milieu continu.

On rencontre encore beaucoup d'autre modèles de cassure dans la littérature, chacun apportant des modifications à des modèles existant déjà ou s'appliquant à des domaines particuliers (Beck et Watkins, 2003; Rizk *et al.*, 1997). Lasheras *et al.* (2002) proposent une revue de modèles statistiques de la cassure de gouttes et des distributions de gouttes

secondaires.

Il est à noter une étude intéressante de Abdelkarim *et al.* (2003) qui comparent le comportement de trois modèles de cassure, dont les modèles T.A.B et « wave breakup », dans une configuration d'injecteur de moteur *Diesel* à injection directe, dans un cas non réactif. Cet article montre des différences dans les diamètres moyens (notamment pour D_{10}) des gouttes, bien que la structure générale du brouillard soit comparable aux observations expérimentales.

1.6 Conclusion

Ce premier chapitre dédié à la description de la formation d'un brouillard de gouttelettes à partir d'un jet initialement continu a mis en évidence la complexité de ce processus. En effet, les paramètres intervenant sont nombreux et d'origines variées (géométrie du système, conditions expérimentales, propriétés physiques des constituants...). Cette multitude de grandeurs explique qu'il n'existe à l'heure actuelle aucune théorie globale capable de décrire la génération du brouillard depuis l'injection du liquide jusqu'à l'obtention du brouillard final. Seuls des modèles partiels décrivant d'une part l'atomisation primaire et d'autre part l'atomisation secondaire existent.

Par ailleurs, en raison de difficultés expérimentales, les conditions supercritiques similaires à celles rencontrées dans les moteurs-fusées ne sont que très rarement explorées. Cette lacune est responsable du peu de modèles numériques capables de reproduire fidèlement le comportement de ce type de systèmes.

Dans le but de s'affranchir de l'atomisation primaire qui est l'étape la plus délicate du processus de formation d'un brouillard, un système simplifié constitué d'une goutte isolée est souvent considéré. Cette simplification conduit à l'observation de divers régimes de cassure au-delà d'une valeur critique We_c du nombre de Weber (souvent prise égale à 12 pour les liquides faiblement visqueux). La définition de ces différents modes de fragmentation est très variable et dépend beaucoup du domaine d'application envisagé (écoulement de cisaillement, onde de choc...).

La caractérisation du brouillard, dans le domaine de la combustion passe par l'évaluation du diamètre moyen de Sauter, bien que ce seul paramètre ne suffise pas à décrire le brouillard dans sa totalité. Cette grandeur a tout de même l'avantage de prendre en compte la surface des gouttes (caractérisant l'interface d'échange disponible pour les transferts massique et thermique entre les phases) ainsi que leur volume (caractérisant la quantité de matière disponible pour le processus de combustion).

Enfin, dans la plupart des cas, les modèles d'atomisation secondaire ne prennent en

compte qu'un seul régime de fragmentation, et ne forment que des fragments secondaires de dimensions identiques (avec disparition totale de la goutte initiale).

Chapitre 2

La vaporisation

La combustion s'établissant entre les réactifs sous forme gazeuse et non directement entre les phases liquide et gazeuse, le brouillard issu du processus d'atomisation doit être vaporisé. Pour favoriser la compréhension des mécanismes mis en jeu au cours de la vaporisation, un système simplifié, constitué d'une goutte isolée sphérique au repos par rapport au gaz environnant est souvent considéré. Cette simplification conduit à l'élaboration de modèles physiques très largement employés dans les codes de calcul. Dans ce chapitre, nous présentons la principale théorie développée permettant de décrire ce processus de vaporisation, ce en nous limitant au cas de la gazéification pure (c'est-à-dire qu'aucune flamme n'entoure la goutte pendant qu'elle se vaporise). Nous exposons également les différents phénomènes pouvant intervenir au cours de l'évaporation et qui ne sont pas pris en compte dans l'élaboration du modèle.

2.1 Introduction

La vaporisation d'une goutte initialement au repos et froide (par rapport au gaz environnant) est la conséquence de l'établissement de transferts massique et thermique entre le gaz et le liquide. Un transfert de chaleur par conduction s'établit du gaz chaud vers la surface froide de la goutte. Cette chaleur transmise au liquide a pour effet, d'une part, d'augmenter sa température et, d'autre part, de vaporiser le liquide en surface de la goutte. La transformation d'une partie du liquide en vapeur génère un important gradient de concentration autour de la goutte, favorisant la diffusion de la vapeur dans le milieu gazeux environnant (figure 2.1).

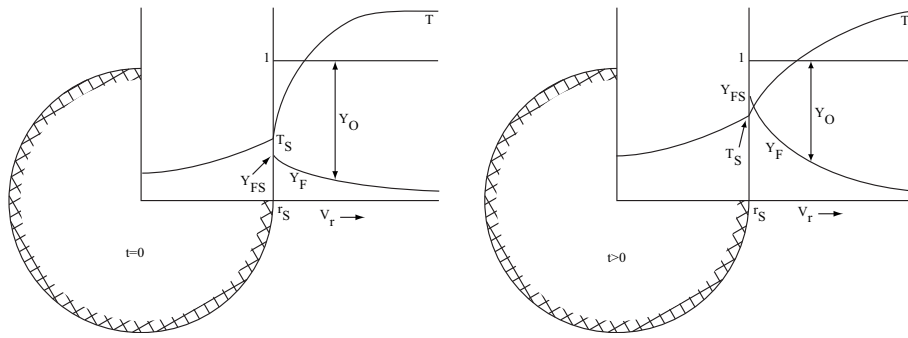


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du processus de vaporisation d'une goutte liquide (Faeth, 1977).

2.2 La loi en D^2

Dans le cadre de la théorie quasi-stationnaire, un modèle simple permettant de décrire l'évolution temporelle du diamètre d'une goutte placée dans un environnement gazeux au repos est souvent considéré. Cette loi, dite en D^2 , est le résultat de travaux entrepris dans les années 1950 (Godsave, 1953 ; Spalding, 1953 ; Goldsmith et Penner, 1954 ; Wise *et al.*, 1955...). Elle concerne la vaporisation d'une goutte isolée, monocomposée placée dans un environnement gazeux inerte.

2.3 Hypothèses

La loi en D^2 repose sur diverses hypothèses simplificatrices très largement reprises et discutées dans la littérature (Williams, 1973 ; Faeth, 1977, 1983 ; Law, 1982...) :

- H1 : Symétrie sphérique : la goutte est immobile dans un milieu gazeux infini. Les effets de convection naturelle et forcée sont ignorés, seules la diffusion et la conduction interviennent. La goutte est donc sphérique.
- H2 : La phase gazeuse autour de la goutte est quasi-stationnaire, c'est-à-dire que l'écoulement s'adapte instantanément aux conditions limites locales et aux dimensions de la goutte.
- H3 : Le taux de changement de phase entre le liquide et sa vapeur est beaucoup plus élevé que le taux de transport dans la phase gazeuse, ce qui entraîne l'équilibre liquide-vapeur à tout instant à la surface de la goutte.
- H4 : La pression est supposée constante dans le gaz autour de la goutte.
- H5 : Les propriétés de transport en phase gazeuse sont constantes. Le nombre de Lewis $Le (= \lambda_g / (\rho C_p D_m))$ de la phase gazeuse est supposé égal à l'unité.

- H6 : La température de la goutte est constante et uniforme. Cela implique l'absence de période de chauffage de la goutte. Les phénomènes de transport de chaleur et de masse, ainsi que les réactions chimiques dans la phase liquide sont négligés. La phase liquide est donc elle aussi considérée dans un état quasi-stationnaire.
- H7 : Les effets Soret (diffusion massique due à un gradient thermique) et Dufour (flux de chaleur produit par un gradient massique) ainsi que les transferts par rayonnement sont négligés.
- H8 : Dans le cas d'une goutte entourée par une flamme, le taux de réaction chimique est beaucoup plus important que le taux de diffusion dans la phase gazeuse. On considère alors que la flamme est infiniment mince et qu'elle se comporte comme un puits pour les réactifs et une source pour les produits de combustion et la chaleur.

2.4 Élaboration de la loi en D^2

Dans le but de se rapprocher des différentes sources bibliographiques, nous conservons ici les conventions les plus souvent rencontrées, à savoir que la goutte est constituée de combustible (indice « F ») et le gaz environnant est l'oxydant (indice « O »). Cette loi s'applique naturellement au cas d'une goutte d'oxydant dans un milieu réducteur (cas des moteurs-fusées pour lesquels l'oxygène liquide est injecté dans de l'hydrogène gazeux). Nous présentons les différentes équations de conservation (continuité, conservation des espèces et de l'énergie) qui, accompagnées des hypothèses simplificatrices précédentes, permettent d'élaborer la loi en D^2 .

Équation de continuité

$$\frac{d\dot{m}}{dr} = 0 \quad \text{avec} \quad \dot{m} = 4\pi\rho_{Fg}V_r r_S^2 \quad (2.1)$$

Cette équation traduit simplement $\dot{m} = \text{constante}$.

Équation de conservation de l'énergie

La chaleur n'étant transmise du gaz vers le liquide que par conduction, l'équation de conservation de l'énergie peut alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{d}{dr} (4\pi\rho_{Fg}V_r r^2 C_{p_g} T) = \frac{d}{dr} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} \right) \quad (2.2)$$

En intégrant cette équation et en considérant les conditions limites (2.3), la condition à l'interface (2.4), traduisant que la température de la goutte est constante (la chaleur apportée par le gaz environnant ne sert qu'à vaporiser la goutte) et l'unité du nombre de Lewis (2.5), le profil de température et le débit vaporisé s'expriment respectivement par les relations (2.6) et (2.7).

$$\begin{cases} r = r_S & T = T_S \\ r = \infty & T = T_\infty \end{cases} \quad (2.3)$$

$$(4\pi r_S^2) \lambda_g \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_S} = \dot{m} L_V \quad (2.4)$$

$$Le = 1 = \frac{\lambda_g}{\rho C_{p_g} D_m} \quad (2.5)$$

$$T = \frac{(T_S - T_\infty)}{\exp\left(\frac{-\dot{m} C_{p_g}}{4\pi \lambda_g r_S}\right) - 1} \left[\exp\left(\frac{-\dot{m} C_{p_g}}{4\pi \lambda r}\right) - 1 \right] + T_\infty \quad (2.6)$$

$$\dot{m} = 4\pi r_S \rho_{Fg} D_m \ln(1 + B_T) \quad (2.7)$$

Le coefficient de transfert thermique B_T , traduisant le rapport entre l'enthalpie disponible dans le gaz environnant et la chaleur nécessaire à la vaporisation du liquide, peut également s'exprimer par la relation :

$$B_T = \frac{C_{p_g} (T_\infty - T_S)}{L_V} \quad (2.8)$$

Équation de conservation des espèces

En négligeant la diffusion thermique, et en ne conservant que le gradient de concentration de vapeur autour de la goutte, la conservation du combustible peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d}{dr} (4\pi \rho_{Fg} r^2 V_r Y_F) = \frac{d}{dr} \left(4\pi \rho_{Fg} D_m r^2 \frac{dY_F}{dr} \right) \quad (2.9)$$

Une relation équivalente existe pour l'oxydant, en considérant que $Y_O + Y_F = 1$.

Le profil de fraction massique de combustible (équation 2.12) et le débit vaporisé (équation 2.13) sont obtenus par intégration de l'équation (2.9), en considérant les conditions limites (2.10) et la condition à l'interface (2.11), traduisant le fait qu'il n'y a pas

d'oxydant à l'intérieur de la goutte.

$$\begin{cases} r = r_S & Y_F = Y_{FS} \\ r = \infty & Y_F = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

$$\rho_{Fg} 4\pi r_S^2 D_m \left. \frac{dY_F}{dr} \right|_{r=r_S} = \dot{m} (1 - Y_{FS}) \quad (2.11)$$

$$Y_F = \frac{Y_{FS}}{\exp\left(\frac{-\dot{m}}{4\pi\rho_{Fg}D_m r_S}\right) - 1} \left[\exp\left(\frac{\dot{m}}{4\pi\rho_{Fg}D_m r}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

$$\dot{m} = 4\pi\rho_{Fg}r_S \ln(1 + B_M) \quad (2.13)$$

Le coefficient de transfert massique ou de Spalding B_M , peut également s'exprimer par :

$$B_M = \frac{Y_{FS}}{1 - Y_{FS}} \quad (2.14)$$

Dans les conditions quasi-stationnaires, l'égalité des relations (2.7) et (2.13) conduit à $B = B_M = B_T$, et permet alors d'écrire le débit vaporisé sous la forme :

$$\dot{m} = 4\pi\rho_{Fg}r_S D_m \ln(1 + B) \quad (2.15)$$

La masse de la goutte sphérique de rayon r s'exprime par :

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{Fl} \quad (2.16)$$

En dérivant cette expression et en considérant la relation (2.15), l'évolution du diamètre D de la goutte est régie par la relation :

$$\frac{dD^2}{dt} = -8 \frac{\rho_{Fg}}{\rho_{Fl}} D_m \ln(1 + B) \quad (2.17)$$

Avec la condition initiale $D(t=0) = D_0$, la solution de (2.17) est :

$$D^2 = D_0^2 - Kt \quad (2.18)$$

avec :

$$K = 8 \frac{\rho_{Fg}}{\rho_{Fl}} D_m \ln(1 + B) = 8 \frac{\lambda_g}{\rho_{Fl} C_{p_g}} \ln(1 + B) \quad (2.19)$$

Les relations (2.18) et (2.19) constituent la loi dite en D^2 , traduisant l'évolution tem-

porelle du diamètre au carré d'une goutte liquide initialement sphérique placée dans un environnement gazeux au repos. Expérimentalement, le taux de vaporisation K peut alors être évalué par :

$$K = -\frac{d}{dt}(D^2) \quad (2.20)$$

Le temps de vaporisation t_v de la goutte s'exprime quant à lui par :

$$t_v = \frac{D_0^2}{K} = \frac{\rho_{Fl} D_0^2}{8 \frac{\lambda_g}{C_{p_g}} \ln(1+B)} \quad (2.21)$$

2.5 Corrections de la loi en D^2

Les hypothèses précédentes restreignent fortement le domaine de validité de la loi en D^2 . En effet, de nombreux phénomènes ne sont pas pris en compte comme, entre autres, le chauffage de la goutte, les variations des propriétés thermodynamiques des composés... Nous décrivons ici les effets les plus fréquemment étudiés.

2.5.1 Chauffage de la goutte

La théorie quasi-stationnaire suppose que la température de la goutte est constante et uniforme au cours du processus de vaporisation (hypothèse H6). En réalité, une phase transitoire instationnaire de chauffage existe au début du processus de vaporisation. Les études portant sur cette période de chauffage (Hubbard *et al.*, 1975; Waldman, 1975; Law, 1976; Law et Sirignano, 1977; Prakash et Krishan, 1984; Morin, 1999) révèlent l'existence de deux cas. Le premier cas est celui pour lequel l'agitation interne du liquide entraîne l'obtention rapide d'une température uniforme dans la goutte. Le second cas est celui pour lequel la chaleur est uniquement transportée par conduction vers l'intérieur de la goutte, causant une élévation rapide de la température de surface de la goutte et un chauffage plus lent du cœur de la goutte. L'influence de la période de chauffage a surtout été mise en évidence dans le cas d'une goutte en combustion. C'est ainsi que Law et Sirignano (1977) montrent qu'en considérant les deux cas limites, le temps de combustion est le même avec une période de chauffage représentant environ 20% de la durée de vie de la goutte.

2.5.2 Propriétés de transport

Les propriétés de transport sont également influencées par la température et la composition. Par exemple, Goldsmith et Penner (1954), ou encore Lazar et Faeth (1971), proposent

une dépendance linéaire de la conductivité thermique avec la température d'une part et avec les chaleurs spécifiques d'autre part. Wise *et al.* (1955) donnent quant à eux des valeurs constantes différentes en fonction des zones considérées (intérieur ou extérieur de la flamme). Enfin, Kassoy et Williams (1968) établissent des lois en puissance pour le coefficient de diffusion binaire et la conduction thermique. D'autres auteurs proposent des lois d'évolution qui dépendent des grandeurs considérées. C'est ainsi que Law et Law (1976) proposent une fonction linéaire pour la chaleur spécifique et la conductivité et, une loi en puissance pour les coefficients de diffusion. Les études de Law et Law (1976, 1977) ou encore de Hubbard *et al.* (1975) mettent en évidence la dépendance des propriétés de transport avec la concentration des espèces. Par exemple, dans le cas de la combustion, Law et Law (1977) montrent que le transfert massique est le phénomène dominant à l'extérieur de la flamme, alors qu'à l'intérieur de la flamme, c'est le transfert de chaleur qui prévaut.

2.5.3 Effets de la convection

Dans des conditions de gravité normale, une vitesse relative non radiale est générée entre la goutte et le milieu environnant, favorisant les processus de transport. Ce phénomène peut être amplifié en plaçant la goutte dans un environnement gazeux en mouvement. Les conséquences peuvent être de plusieurs ordres, notamment :

- la goutte reste sphérique mais les champs de température et de concentration des espèces autour de la goutte perdent leur symétrie sphérique ;
- la goutte est déformée ainsi que les champs de température et de concentration des espèces autour de la goutte.

De nombreux auteurs ont proposé des corrélations pour corriger le taux de vaporisation de la goutte en faisant intervenir les nombres de Grashof, Prandtl, Reynolds et Schmidt (Ranz et Marshall, 1952a, b ; Law et Williams, 1972 ; Faeth, 1977 ; Sato *et al.*, 1990 ; Morin, 1999...). L'étude de Chauveau (1990) dans des conditions de gravité réduite, montre qu'en s'affranchissant de la convection naturelle autour de la goutte, le taux de vaporisation diminue fortement (la durée de vie de la goutte est alors sensiblement accrue).

2.5.4 Effets de la pression

Les études expérimentales des effets de la pression sur le processus de vaporisation sont nombreuses (Hall et Diederichsen, 1953 ; Faeth *et al.*, 1968 ; Kadota et Hiroyasu, 1981 ; Chesneau, 1994...). Hall et Diederichsen (1953) établissent que le taux de vaporisation suit une loi proportionnelle à la pression avec un exposant compris entre 0,2 et 0,4 pour

des valeurs modérées de la pression (entre 0,1 et 2 MPa). Au-delà de cette pression, les techniques usuelles (goutte suspendue) sont plus délicates à mettre en œuvre en raison de la diminution de la tension superficielle (source de difficultés lors de l'accrochage de la goutte). Les expériences sont alors réalisées en gravité réduite, permettant ainsi de s'affranchir de tout dispositif de suspension. Des résultats attestent de la validité de la loi en D^2 jusqu'à des pressions réduites de 3,6 pour le n-heptane et jusqu'à 1,2 pour le méthanol (Chesneau, 1994). Des simulations numériques de la vaporisation d'une goutte dans des conditions supercritiques (à haute pression) montrent que la vaporisation est pilotée par les processus de diffusion thermique et moléculaire (Lafon, 1994).

2.5.5 Effets de l'interaction entre gouttes

Le taux de vaporisation de gouttes en interaction est inférieur au taux de vaporisation d'une goutte isolé (Law, 1982; Annamalai et Ryan, 1992; Ramos Arroyo, 1994). Les gouttes en périphérie se vaporisent plus rapidement que les gouttes centrales, en raison de l'afflux de vapeur vers la goutte centrale, limitant d'autant le transfert massique. Une fois les gouttes extérieures totalement vaporisées, la goutte centrale suit la loi en D^2 . Nous reviendrons plus particulièrement sur la vaporisation des gouttes dans un brouillard dans le paragraphe 2.6.

2.5.6 Effets de la turbulence

Le champ de turbulence autour de la goutte modifie les transferts thermique et massique. En effet, sous l'influence de la turbulence, la vapeur produite au cours de la vaporisation est éliminée à mesure de sa production, modifiant le gradient de concentration et favorisant ainsi la vaporisation de la goutte. L'intensité de la turbulence est le principal paramètre influençant le taux de vaporisation, alors que l'échelle de turbulence ne joue aucun rôle (Driscoll et Pelaccio, 1980; Gökalp *et al.*, 1992; Birouk, 1996).

Par ailleurs, en déformant la goutte, la turbulence augmente l'interface entre le liquide et le gaz environnant, favorisant ainsi les transferts thermique et massique entre les phases. Cette variation de l'interface permet alors d'amplifier le processus de vaporisation (Haywood *et al.*, 1994).

2.5.7 Effets de la composition de la goutte

Dans le cas des gouttes polycomposées, l'évolution du diamètre au carré de la goutte n'est plus linéaire (Renksizbulut et Bussmann, 1993). Concernant la vaporisation de gouttes

bicomposées comprenant un liquide volatil et l'autre moins, l'évolution du taux de vaporisation de la goutte peut être décomposée en deux phases. Dans un premier temps, le taux de vaporisation est constant avec une valeur légèrement inférieure à celui du liquide le plus volatil. En fin de gazéification, le taux d'évaporation est égal à celui du liquide le moins volatil. Entre ces deux étapes, une période transitoire existe au cours de laquelle le taux de vaporisation décroît (Birouk, 1996 ; Wilms *et al.*, 2003).

2.6 Vaporisation des gouttes dans un brouillard

Peu d'études traitent de la détermination du taux de vaporisation des gouttes dans un brouillard. Dans la plupart des cas, l'étude porte sur la détermination du taux global de vaporisation du brouillard par observation de la pénétration du jet diphasique.

Chen et Gomez (1996) ont évalué le taux de vaporisation des gouttes dans le cas d'une flamme laminaire, pour un brouillard monodisperse de n-heptane. Leur travaux sont basés sur la loi en D^2 pour l'évaporation, et sur la loi de Stokes pour l'évaluation des coefficients de traînée. Ils déterminent ainsi un taux de vaporisation quasi-constant avec une valeur environ deux fois plus faible que dans le cas d'une goutte isolée de n-heptane.

Dans son expérience, Tambour (1985) détermine le taux de vaporisation avec une méthode basée sur l'évolution axiale du volume contenu dans un ensemble de gouttes et sur la loi en D^2 . Dans cette étude, la distribution du brouillard est polydisperse.

Le diamètre moyen des gouttes dans un brouillard en cours de vaporisation (avec ou sans combustion), évolue de différentes manières en fonction du type de brouillard. Si le brouillard est polydisperse, les plus petites gouttes disparaissent rapidement, entraînant une augmentation du diamètre moyen (Dodge et Moses, 1984 ; Silverman *et al.*, 1993 ; Amara *et al.*, 1997). Dans le cas d'un brouillard monodisperse, le diamètre moyen des gouttes diminue et la distribution en taille s'élargie en raison des conditions de vaporisation différentes d'un point à l'autre du brouillard (Chen et Gomez, 1996 ; Silverman *et al.*, 1993).

2.7 Vaporisation en régime supercritique

Comme dans le cas de l'atomisation, le processus de vaporisation est modifié dans les conditions supercritiques (Delplanque et Sirignano, 1993 ; Yang *et al.*, 1994). Au cours de leurs simulations, Yang *et al.* (1994) montrent, dans le cas sub-critique, qu'une augmentation de pression entraîne l'augmentation du taux de vaporisation, du fait de la diminution de l'enthalpie avec la pression. Dans le cas de conditions supercritiques, l'augmentation

de la pression est responsable de la diminution des diffusions thermique et massique, provoquant une augmentation de la durée de vie de la goutte. Cet accroissement de la durée de vie variant linéairement avec le carré du diamètre initial de la goutte est bien corrélé à la pression ambiante.

2.8 Conclusion

Ce chapitre concernant la vaporisation d'un liquide se présentant sous forme de gouttes, montre la très grande sensibilité du processus de gazéification avec les propriétés de la phase gazeuse. En effet, une augmentation de la température ou l'introduction d'une vitesse relative entre la goutte et le gaz (sous forme d'un écoulement laminaire ou turbulent) permet d'accroître fortement la vaporisation.

Par ailleurs, un modèle simplifié très largement utilisé dans les études numériques permet de reproduire des situations très variées. Du fait des hypothèses très restrictives utilisées dans son élaboration, un grand nombre d'effets ne sont pas pris en compte, notamment la turbulence de la phase gazeuse.

Chapitre 3

La combustion diphasique

La combustion d'un brouillard de gouttelettes peut se dérouler suivant divers schémas. Dans le premier, le brouillard de gouttelettes se comporte, à l'échelle macroscopique, comme un milieu homogène prémélangé (à l'échelle des gouttes, elles constituent des hétérogénéités du milieu). Il est alors possible qu'une flamme se propage de proche en proche à partir de son point d'allumage. Cette situation est comparable à celle d'une flamme de prémélange monophasique. Le second cas est assimilable à celui d'une flamme de diffusion (flamme de type flamme-jet de diffusion avec goutte) avec, d'un côté, des gouttes dans un gaz inerte ou dans la vapeur de combustible (si les gouttes sont constituées de liquide combustible), et de l'autre, un gaz comburant. Dans ce chapitre, nous décrivons ces différents modes de combustion ainsi que les paramètres intervenant pour leur observation.

3.1 Les différents modes de combustion diphasique

Dans le cas des flammes prémélangées, la densité et le diamètre moyen des gouttes qui constituent le brouillard agissent directement sur la structure de la flamme. En fonction de la valeur de ce diamètre moyen et de la densité des gouttes, différents modes de combustion peuvent survenir (Borghini et Destriau, 1995) :

- pour un brouillard à faible diamètre moyen, les gouttes peuvent se vaporiser totalement avant de parvenir jusqu'au front de flamme. La combustion se déroule alors entre les réactifs sous forme gazeuse, sans que le caractère diphasique initial n'intervienne dans le processus. Ce mode de combustion est comparable au régime homogène ou de prévaporisation pouvant se rapprocher du cas d'une flamme de prémélange monophasique. Bien que les gouttes n'interagissent pas directement avec la zone de réaction, les caractéristiques de l'écoulement diphasique influencent fortement celles du mélange gazeux, et par conséquent celles de la zone de réaction ;

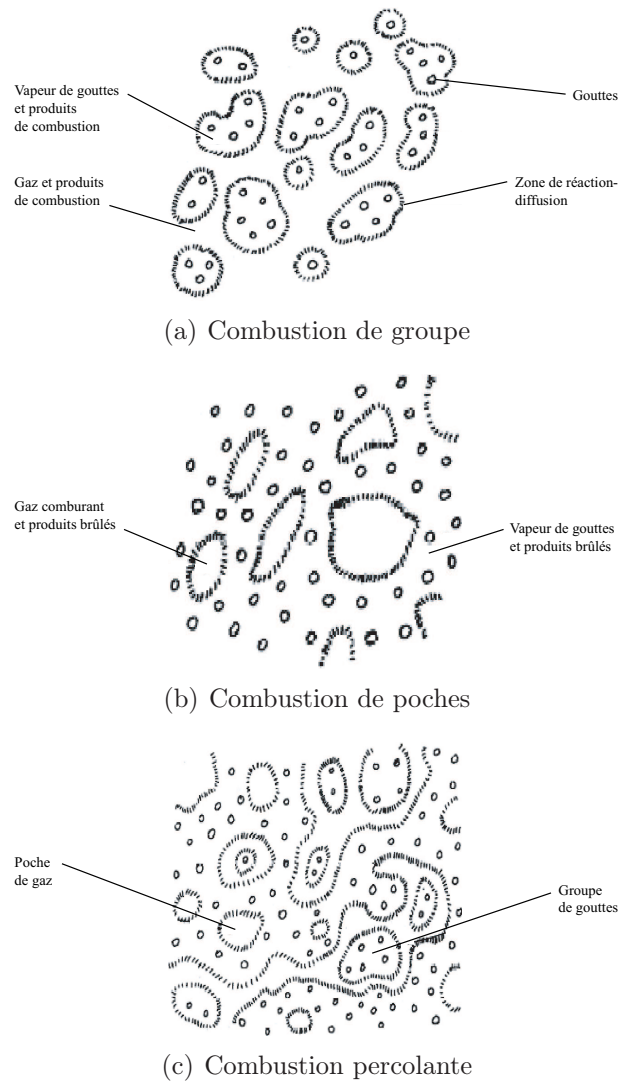


FIGURE 3.1 – Les différents régimes de combustion diphasique (Borghì et Destriau, 1995).

- pour un brouillard à diamètre moyen plus important, les plus grosses gouttes ne parviennent plus à se vaporiser complètement avant la zone de réaction. Dans cette situation, différents modes de combustion peuvent survenir en fonction, en particulier, des caractéristiques spatiales du brouillard (essentiellement de la densité n des gouttes). C'est ainsi que les différentes valeurs du groupement $n^{1/3}r_F$ (où $n^{1/3}$ est caractéristique de la distance inter-gouttes moyenne et r_F est le rayon de la flammelette entourant une goutte brûlant individuellement) conduisent à l'observation de trois modes de combustion (Borghì et Champion, 2000) :
 - $n^{1/3}r_F < 0,41$: le brouillard est peu dense. Des flammes se développent autour de gouttes isolées mais peuvent également prendre place autour de groupes de

gouttes. Ce mode de combustion de groupe, illustré par la figure (3.1.a), a été observé par de nombreux auteurs comme Chiu et Liu (1977) ou encore Nakabe *et al.* (1994), et plus récemment par Michou (2000). Dans le cas de la limite $n^{1/3}r_F \rightarrow 0$, la situation devient équivalente au cas de la combustion de gouttes isolées avec des flammes individuelles.

- $n^{1/3}r_F > 0,7$: le brouillard est dense et des groupes de gouttes entourent les flammelettes. Les flammes encerclent donc des poches constituées de comburant (ou de combustible dans le cas où les gouttes sont constituées de comburant) et de produits de combustion. Ce mode de combustion de poches est illustré par la figure (3.1.b).
- un cas intermédiaire avec $0,41 < n^{1/3}r_F < 0,7$ pour lequel les deux situations précédentes se produisent simultanément. Il existe une flammelette de longueur infinie ne se refermant pas sur un ensemble de gouttes ou sur une poche de gaz. Ce mode de combustion percolante a été observé, par exemple, par Kerstein et Law (1982) et est illustré sur la figure (3.1.c).

Borghini et Destriau (1995) proposent une représentation de ces différents modes de combustion sur une carte ($d_g/e_L; n^{1/3}r_F$), où e_L est l'épaisseur de la flamme laminaire prémélangée correspondant au mélange considéré (figure 3.2).

Une variation de la densité des gouttes, provoquée par la modification des conditions de vaporisation d'un point à l'autre du brouillard au cours de la progression de la flamme, est responsable de l'apparition simultanée de ces différents modes de combustion en diverses positions du brouillard. C'est ainsi qu'à mesure de la progression du front de flamme, on observe successivement les régimes de combustion en poche, percolante et de groupe. De même, pour un brouillard initialement dense et isotrope, les différents modes de combustion apparaissent successivement au cours du temps en raison de la progression du processus de vaporisation qui modifie les caractéristiques du brouillard (essentiellement la densité et le diamètre moyen par disparition des plus petites gouttes).

Dans le cas des flammes diphasiques de type flamme-jet de diffusion avec gouttes, le brouillard est parfois très dense. Les gouttelettes formées en sortie de l'injecteur sont projetées dans un écoulement gazeux avec lequel elle se mélangent et sont enflammées. Du fait de leur génération au cours de l'injection, elles ne sont que très peu dispersées par rapport aux cas précédents, et restent principalement dans l'axe du jet liquide. Le système se réduit finalement à des gouttelettes dans leur propre vapeur, entourées par le gaz environnant. Ces deux milieux se mélangent progressivement avant de rentrer en combustion. Cette situation est alors similaire à une flamme de type flamme-jet de diffusion avec présence de gouttelettes. À l'inverse des cas précédents, la flamme ne possède

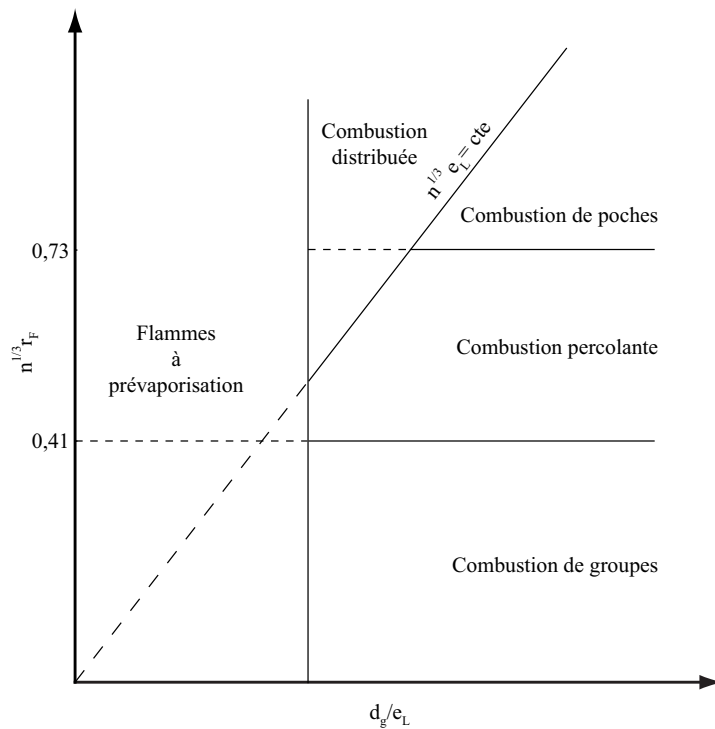


FIGURE 3.2 – Diagramme des modes de combustion diphasique (Borghgi et Destriau, 1995).

pas de vitesse de propagation et sa longueur est dépendante des vitesses des jets liquide et gazeux. La structure de cette flamme est alors très similaire à celles d'une flamme de diffusion entre réactifs sous forme gazeuse.

3.2 Effets de la turbulence

Les effets de la turbulence sont perceptibles aussi bien sur la phase liquide que sur la structure de la flamme. Du côté de la phase liquide, la turbulence agit de deux manières. Tout d'abord, comme nous l'avons déjà évoqué au cours du paragraphe 2.5.6, elle favorise le transfert massique de la vapeur vers le milieu gazeux (Birouk, 1996), modifiant le taux de vaporisation des gouttes. Dans un second temps, elle augmente la dispersion des gouttes, faisant varier leur densité n (Gouesbet et Berlemont, 1999). La turbulence peut, dans certains cas, provoquer l'accumulation de gouttes dans certaines zones (notamment dans les tourbillons) et ainsi générer des régions de très forte densité, responsables de l'inhomogénéité de la combustion qui s'ensuit (responsable de la baisse du rendement global du système). Le comportement des gouttes dans l'écoulement turbulent est quant à lui caractérisé par le nombre de Stokes (Aggarwal *et al.*, 1994).

L'action de la turbulence sur la structure de la flamme diphasique est comparable à celle provoquée sur une flamme monophasique de prémélange. La forme de la flamme est alors caractérisée par le nombre de Damköhler Da (rapport des temps caractéristiques de la turbulence et chimique) et de Karlovitz Ka (rapport du temps caractéristique chimique et de l'échelle temporelle de Kolmogorov) (Borghi et Destriau, 1995). En fonction des valeurs de ces nombres la flamme est, soit plissée avec poches ($Da > 1$ et $Ka < 1$), soit plissée et épaissie avec extinctions locales ($Da > 1$ et $Ka > 1$), ou encore épaissie avec des réactions modifiées ($Da < 1$). Les frontières entre les différentes structures de flammes sont dépendantes de nombreux paramètres dont l'isotropie de la turbulence (rarement vérifiée dans les systèmes réels), chimie à une étape...

3.3 La combustion diphasique cryotechnique

Les conditions de fonctionnement des systèmes cryotechniques souvent utilisés dans le domaine de la propulsion spatiale, rendent difficile l'observation du processus de combustion, et expliquent la faible quantité de données expérimentales disponibles concernant la structure de la flamme. En effet, les vitesses relatives importantes (de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde), l'important débit liquide (quelques dizaines de gramme par seconde pour chaque injecteur, au nombre de plusieurs centaines pour l'ensemble du système), ainsi que les hautes pressions de fonctionnement (jusqu'à 10 MPa dans certains cas), génèrent un brouillard liquide d'une très grande densité interdisant les diagnostics optiques classiques (Metay *et al.*, 2003). Dans leurs expériences sur le banc d'essai MAS-COTTE (*cf.* chapitre 4), Juniper *et al.* (2001b) montrent que dans le cas de l'utilisation du couple LOX/GH₂, aussi bien en régime subcritique (entre 0,1 MPa et 1 MPa) qu'en régime supercritique (7 MPa), la flamme générée enveloppe le brouillard dense d'oxygène liquide. Dans les deux cas, la flamme adopte une structure similaire bien que s'éloignant moins rapidement du jet liquide dans le cas supercritique (l'angle que fait la flamme avec l'axe du système est divisé par environ 2 en passant de 10 bars à 70 bars pour $J = 6$). Dans tous les cas, la flamme s'accroche au niveau de la lèvre de l'injecteur coaxial sans qu'il soit possible de la détacher, même avec de fortes fluctuations dans le débit d'injection de l'oxygène liquide. Cette structure de flamme diphasique a également été observée par d'autres auteurs (Herding *et al.*, 1996, 1998 ; Herding, 1997 ; Mayer et Tamura, 1996) et est comparable à la structure d'une flamme de type flamme-jet de diffusion (*cf.* paragraphe 3.1). Enfin, au cours de simulations numériques, Nicoli *et al.* (2002) observent une remontée de la flamme vers l'injecteur où elle s'accroche.

3.4 Conclusion

Cette revue rapide de la combustion diphasique met en évidence les différents modes de combustion, essentiellement fonction des propriétés du brouillard de gouttelettes. En ce qui concerne la combustion dans le cas d'un injecteur coaxial similaire à ceux utilisés dans les moteurs-fusées, toutes les études montrent que la flamme s'accroche aux lèvres de l'injecteur et qu'elle entoure le brouillard pour former une flamme de type flamme-jet de diffusion. Cette structure de flamme est observée expérimentalement par l'intermédiaire du dispositif MASCOTTE (*cf.* chapitre 4), et sera également visualisée au cours des simulations dans des conditions réactives (*cf.* chapitre 8).

Chapitre 4

Présentation du banc d'essai MASCOTTE

Les simulations des processus d'atomisation et de vaporisation seront essentiellement basées sur le banc d'essai MASCOTTE (**M**ontage **A**utonomie **S**implifié pour la **C**ryocombustion dans l'**O**xygène et **T**outes **T**echniques **E**xpérimentales). Ce dispositif expérimental est particulièrement dédié à l'étude des divers phénomènes prenant place au cours du fonctionnement d'un moteur-fusée, et ce dans des conditions proches des conditions réelles. Nous présentons rapidement dans ce chapitre les principales caractéristiques de ce dispositif, les diagnostics applicables ainsi que les phénomènes qu'il permet d'observer.

4.1 Introduction

Les conditions de fonctionnement des moteurs-fusées cryotechniques (pression jusqu'à 20 MPa, vitesse jusqu'à 300 m·s⁻¹ pour l'hydrogène, gamme de température s'étendant de 80 K pour l'injection de l'oxygène liquide à plus de 3 000 K pour les gaz brûlés, nombre d'injecteurs élevé délivrant des débits d'ergols de plusieurs centaines de kilos par seconde...) interdisent l'observation directe des processus élémentaires s'y déroulant. Des systèmes simplifiés, mais représentatifs des conditions réelles, doivent donc être développés pour permettre l'élaboration de modèles fiables ainsi que la validation des modèles théoriques. C'est dans cet objectif que le dispositif MASCOTTE a été développé par l'ONERA (Vingert *et al.*, 2001). Il permet, en utilisant le couple LOX/GH₂ (oxygène liquide/hydrogène gazeux), d'observer les processus d'atomisation, de vaporisation, de combustion turbulente, d'instabilité basse fréquence, de transferts thermiques..., dans des conditions proches des conditions de fonctionnement des moteurs-fusées réels (pression, température d'injection des ergols, débits...).

Pour caractériser les conditions de fonctionnement d'un moteur-fusée, deux paramètres sont souvent utilisés. Le premier est le paramètre de similitude J , correspondant au rap-

port des quantités de mouvement à l'injection :

$$J = \frac{(\rho U^2)_{GH_2}}{(\rho U^2)_{LOX}} \quad (4.1)$$

Le second est le rapport de mélange M ($= \dot{m}_{LOX}/\dot{m}_{GH_2}$) qui permet de déterminer la richesse du mélange introduit dans la chambre de combustion. C'est avec les valeurs de ces deux nombres qu'il est possible de caractériser les domaines de fonctionnement du banc MASCOTTE.

4.2 Caractéristiques du banc

Le banc d'essai MASCOTTE est représenté dans sa version basse pression (pression de fonctionnement jusqu'à 1 MPa) sur la figure (4.1). Dans sa version la plus récente (figure 4.2), la pression de fonctionnement de 7 MPa permet d'étudier les processus à une

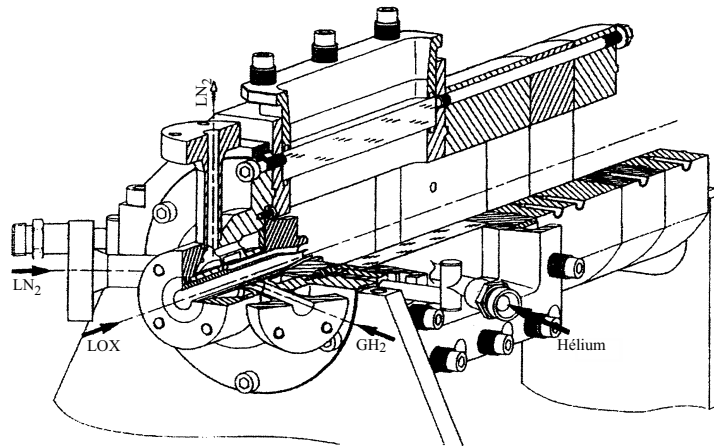


FIGURE 4.1 – Schéma du banc d'essai MASCOTTE en version basse pression.

pression supérieure à la pression critique de l'oxygène liquide (50,9 MPa). Le système est composé d'un injecteur coaxial isolé (injection de l'oxygène liquide par la partie centrale et de l'hydrogène gazeux par la partie annulaire extérieure), permettant d'alimenter une chambre de combustion de section carrée de 50 mm de côté en ergols cryogéniques. En fonction des valeurs souhaitées pour J et M , les dimensions de l'injecteur (essentiellement diamètre d'injection de l'hydrogène) sont adaptées (permettant de faire varier la vitesse et le débit en fonction de la pression et de la température d'injection). La chambre de combustion est composée de sections interchangeables dont l'une est munie de hublots en

silice fondue, autorisant les diagnostics optiques sur toute la longueur du dispositif. La pression statique dans la chambre de combustion est déterminée en adaptant le diamètre du col de la tuyère.

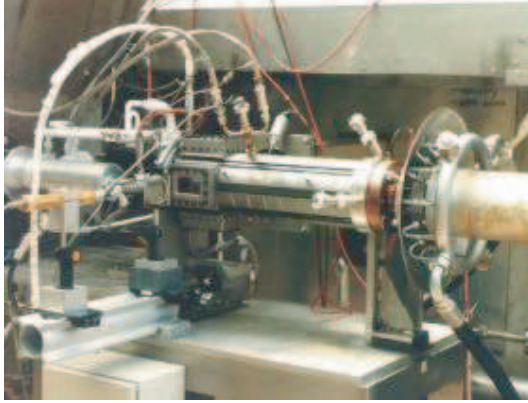


FIGURE 4.2 – Dispositif MASCOTTE en configuration haute pression.

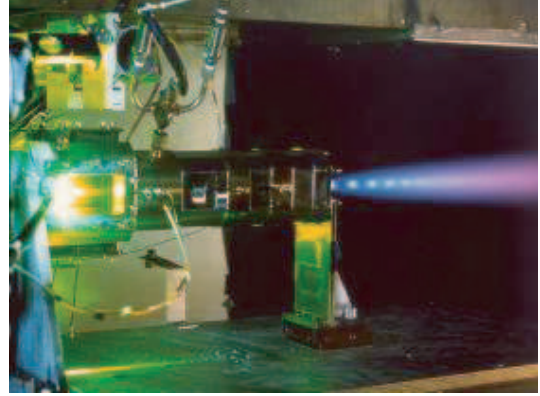


FIGURE 4.3 – Banc d'essai MASCOTTE en combustion à 10 bars.

4.3 Domaines de fonctionnement

Les points de fonctionnement sont sélectionnés à une pression donnée en fonction des valeurs de J permettant d'encadrer la valeur $J_{Fus} = 10$ généralement rencontrée dans les moteurs-fusées réels. Le tableau (4.1) présente alors les valeurs des débits d'ergols ainsi que les paramètres de similitude pour les différents points de fonctionnement.

Point	Pression (bars)	\dot{m}_{LOX} (g·s ⁻¹)	\dot{m}_{H_2} (g·s ⁻¹)	M	J
A	1	50	15	3,3	13,4
C	1	50	10	5,0	6,3
A-10*	10,5	50	23,7	2,1	14,5
C-10	9,5	50	15,8	3,1	6,5
A-30	30	50	25,2	2,1	14,5
C-30	28	54	17	3,1	6,5
A-60	66	100	70	2,1	14,5
C-60	58	100	45	3,1	6,5

TABEAU 4.1 – Points de fonctionnement du banc MASCOTTE (Vingert *et al.*, 2001). * Point de fonctionnement considéré au cours des simulations du dispositif MASCOTTE (*cf.* chapitres 8, 9 et 10).

Pour une même pression, les deux valeurs de J considérées sont alors de l'ordre de 6,5 et de 14,5. Les valeurs du rapport de mélange pour l'ensemble de ces points de fonctionnement sont comprises entre 2,1 et 5,0 pour les différentes pressions envisagées (dans le cas du moteur VULCAIN le rapport de mélange est de l'ordre de 5,3).

Ce banc d'essai permet également de faire varier la température d'injection de l'hydrogène. C'est ainsi qu'il peut être introduit à température ambiante (de l'ordre de 300 K) ou à basse température (de l'ordre de 100 K). L'oxygène liquide est quant à lui injecté à 80 K. Cette température étant inférieure à sa température d'équilibre à pression atmosphérique, elle permet d'assurer une injection d'oxygène sous forme totalement liquide et non diphasique.

4.4 Diagnostics appliqués

En fonction du phénomène physique considéré, de nombreux diagnostics peuvent être employés. Ils permettent la caractérisation aussi bien de la phase liquide que de la phase gazeuse, avec un écoulement réactif ou non. Le tableau (4.2) présente les différentes techniques utilisées en fonction du processus étudié (Vingert *et al.*, 2001).

Phénomène physique	Diagnostic
Atomisation de l'oxygène liquide	Sonde à fibre optique
	Cinématographie rapide
	PDPA
	LDV bicomposantes
Vaporisation de l'oxygène liquide	Diffusion Raman
	PLIF de l'oxygène gazeux
Combustion turbulente	Émission et PLIF du radical OH
	Ombroscopie
	Spectroscopie
	Thermométrie DRASC sur H ₂
Stabilité basse fréquence	Thermométrie DRASC sur H ₂ O
	Microphone
Transferts thermiques	Fluxmètre
	(capacitif et pelliculaire)

TABLEAU 4.2 – Diagnostics appliqués sur le banc MASCOTTE (Vingert *et al.*, 2001).

À titre d'exemple, la figure (4.3) présente le banc MASCOTTE en fonctionnement à une pression de 10 bars sur lequel une visualisation par tranche laser stroboscopée est appliquée, pour observer l'écoulement dans la chambre de combustion.

4.5 Principaux résultats

Les résultats issus de ces diagnostics concernent la caractérisation complète de la combustion cryogénique diphasique dans des conditions aussi bien subcritiques que supercritiques. Ces résultats peuvent servir de base à l'élaboration de nouveaux modèles ou pour la validation de ceux existants. C'est ainsi que pour l'injection du liquide, la longueur du cœur potentiel liquide a été déterminée en fonction du nombre J (Villermaux, 1998a; Rehab *et al.*, 1997; Lasheras *et al.*, 1998; Carreau *et al.*, 2001), pour des valeurs variant de environ 2 à approximativement 30. Les études portent également sur la caractérisation de la structure du brouillard (expansion, diamètre moyen D_{10} en fonction des propriétés des fluides et des conditions de fonctionnement, Carreau *et al.*, 2001).

La structure de la flamme diphasique cryogénique a également été décrite. Il a ainsi été montré qu'elle enveloppe le brouillard d'oxygène liquide et reste accrochée à la lèvre de l'injecteur même en cas de fluctuations importantes du débit d'oxygène liquide (Herding *et al.*, 1996, 1998; Herding, 1997). Dans le cas d'un retrait du canal d'injection de l'oxygène liquide, la flamme s'accroche à l'intérieur de l'injecteur (Juniper *et al.*, 2001a). La caractérisation de la flamme a aussi porté sur la détermination de sa température maximale (Juniper *et al.*, 2001a), de son angle initial d'expansion (Juniper *et al.*, 2001b...).

4.6 Conclusion

Ce dispositif MASCOTTE, en raison de la variété des diagnostics applicables, permet d'obtenir des informations importantes sur la structure du brouillard d'oxygène liquide, ainsi que sur la forme de la flamme prenant place dans des conditions similaires à celles rencontrées dans les moteurs-fusées réels. Le grand nombre de résultats expérimentaux obtenus a permis de bâtir et compléter une base de données qui servira dans la partie III et, en particulier dans les chapitres 8 et 9, pour comparer les résultats issus des simulations aux données expérimentales.

Deuxième partie

Les modèles

Sommaire de la deuxième partie

Chapitre 5 Modélisation de l'atomisation secondaire	65
5.1 Conditions expérimentales explorées	65
5.2 Régimes de cassure	66
5.3 Temps d'initiation de la cassure	67
5.4 Distributions des gouttes secondaires	69
5.5 Organigramme du modèle d'atomisation secondaire	71
5.6 Le code de calcul THÉSÉE	72
5.6.1 Introduction	72
5.6.2 Domaine de calcul	72
5.6.3 Méthodes numériques et modèles disponibles	73
5.6.4 Routines complémentaires	74
5.6.5 Le module diphasique Lagrangien	74
5.7 Introduction du modèle dans le code THÉSÉE	75
5.8 Conclusion	76
Chapitre 6 Modélisation de la vaporisation turbulente	77
6.1 Introduction	77
6.2 Conditions expérimentales explorées	77
6.3 Taux de vaporisation turbulent	78
6.4 Influence sur la trajectoire des gouttes	79
6.4.1 Introduction	79
6.4.2 Coefficient de traînée	80
6.5 Le code de calcul MSD	81
6.5.1 Introduction	81
6.5.2 Domaine de calcul	81
6.5.3 Méthodes numériques et modèles disponibles	81

6.5.4	Modèle de dispersion turbulente	82
6.6	Introduction des modèles dans le code MSD	83
6.7	Conclusion	83

Chapitre 5

Modélisation de l'atomisation secondaire

La modélisation de l'atomisation secondaire repose sur les différents résultats expérimentaux de Vieille (Vieille, 1998 ; Vieille *et al.*, 1998a, b, c, 1999a, b ; Gökalp *et al.*, 2000). Les principaux objectifs de cette étude concernaient la caractérisation complète du processus de cassure d'une goutte liquide placée dans un environnement gazeux à grande vitesse et sous haute pression. Dans ce chapitre, nous reprenons ces résultats et montrons comment nous les utilisons pour la modélisation de l'atomisation secondaire.

5.1 Conditions expérimentales explorées

Le dispositif expérimental de Vieille (1998) se compose essentiellement d'une enceinte haute pression (pression maximale d'utilisation de 12 MPa), dans laquelle il est possible de générer un écoulement gazeux (hélium ou air) transversal à grande vitesse. Un injecteur cryogénique développé au LCSR permet de produire des gouttes d'oxygène liquide et de les introduire dans la chambre haute pression. Différents accès optiques permettent de collecter des informations aussi bien qualitatives que quantitatives sur le processus de cassure d'une goutte isolée. Au cours des expériences avec l'hélium comme gaz d'atomisation, la pression dans l'enceinte varie de 0,2 à 8 MPa, permettant de se placer dans des conditions subcritique et théoriquement supercritique (bien que la pression critique théorique de l'oxygène, $P_{crO_2} = 5,09$ MPa, ait été amplement dépassée, une goutte parfaitement identifiable et cohérente a toujours été observée, ce qui n'est pas le cas au-delà de 4,5 MPa pour des gouttes d'oxygène liquide injectées dans de l'air). Avec cet intervalle de pression, le domaine de rapport de densité ρ_l/ρ_g est compris entre 63 et 3 500. En fonction de la pression dans la chambre, le diamètre initial de la goutte d'oxygène liquide varie de

1 à 2 mm et sa température théorique de surface se situe entre 80 K à 0,2 MPa et environ 150 K à 8 MPa. Elle pénètre dans le jet gazeux à 1,3 fois le diamètre intérieur du tube d'injection ($D_{int} = 4$ mm) du gaz. L'hélium est injecté dans la chambre à température ambiante avec une vitesse en sortie de buse variant entre 0,6 et 37 m·s⁻¹. Les valeurs maximales des nombres de Weber, Reynolds et d'Ohnesorge sont alors respectivement 180, 3300 et $1,4 \times 10^{-2}$. La connaissance du champ aérodynamique traversé par la goutte au cours du processus de cassure est cruciale car c'est elle qui permet la détermination précise des nombres adimensionnés intervenant dans les divers critères caractérisant la fragmentation. Dans ce but, Vieille (1998) a appliqué les techniques d'anémométrie Doppler laser et de vélocimétrie par image de particules pour évaluer les grandeurs caractéristiques principales (vitesses axiale et radiale, décroissance axiale, épanouissement du jet, turbulence...) de l'écoulement. Les cartes de vitesse ainsi obtenues ont servi de base pour déterminer la vitesse relative de la goutte par rapport à l'écoulement, et ainsi calculer les nombres de Reynolds et de Weber.

Le processus de cassure d'une goutte est enregistré à l'aide d'une caméra rapide (jusqu'à 9000 im·s⁻¹). Les images ainsi obtenues, après traitement, permettent de déterminer le mode de cassure de la goutte initiale, le nombre et les dimensions des fragments secondaires, les vitesses des parcelles liquides et les temps caractéristiques de la cassure.

5.2 Régimes de cassure

Dans un premier temps, au cours de ses expériences, Vieille (1998) a déterminé le mode de fragmentation d'une goutte introduite dans un écoulement d'hélium. C'est ainsi qu'en se basant sur la classification de Shraiber *et al.* (1996), il obtient les modes de cassure « bag », « transitional » et « shear » (*cf.* paragraphe 1.5.2). Pour se rapprocher des études antérieures (Borisov *et al.*, 1981 ; Gelfand, 1996), il représente alors ces régimes dans une carte (P ; We/\sqrt{Re}) (figure 5.1). Cette représentation permet finalement d'exprimer les transitions entre les différents modes de cassure observés, et ce pour une pression variant de 0,2 à 8 MPa, sous la forme générale (équation 5.1) :

$$\frac{We}{\sqrt{Re}} = C DR^{0,25} VR^{-0,5} \quad (5.1)$$

La détermination du régime de cassure ne repose plus alors que sur la l'évaluation de la constante C apparaissant dans cette relation. Les différentes valeurs possibles pour les divers régimes observés sont regroupées dans le tableau (5.1).

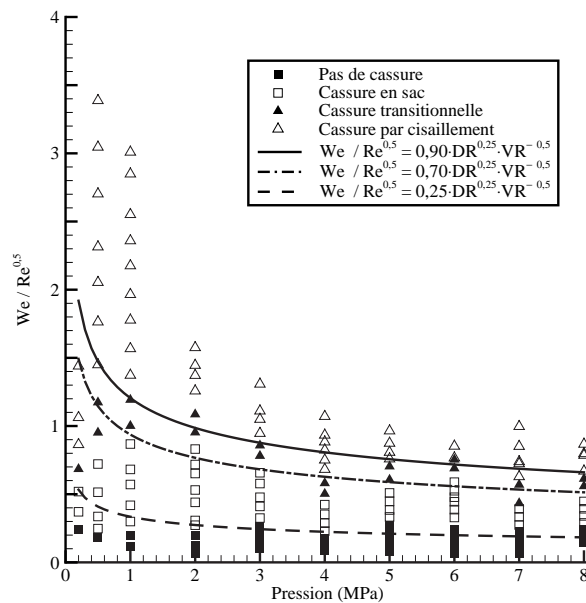


FIGURE 5.1 – Carte des régimes de cassure pour une goutte d'oxygène dans l'hélium (Vieille, 1998).

Régime de cassure	C
pas de cassure	$< 0,25$
« bag »	$0,25 - 0,7$
« transitional »	$0,7 - 0,9$
« shear »	$> 0,9$

TABLEAU 5.1 – Régime de cassure d'une goutte en fonction de la valeur de C (équation 5.1) (Vieille, 1998).

5.3 Temps d'initiation de la cassure

La dynamique de la cassure d'une goutte est déterminée par les temps caractéristiques de la fragmentation et en particulier par le temps d'initiation de la cassure T_{ini} . Comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe 1.5.3, la définition de ce temps dépend beaucoup des auteurs et du régime considéré. Vieille (1998) propose une méthode fiable pour le déterminer, correspondant aux définitions proposées par Pilch et Erdman (1987), à savoir que le début de formation du sac (dans le cas des régimes faisant apparaître un sac), ou encore l'apparition des ligaments marque la fin cette initiation. En étudiant l'évolution temporelle de la surface projetée de la goutte (figure 5.2) il est alors possible de déterminer précisément cet instant. Sur cette figure, les différentes phases de la cassure de la goutte sont aisément identifiables. C'est ainsi que la progression de la goutte dans une région de

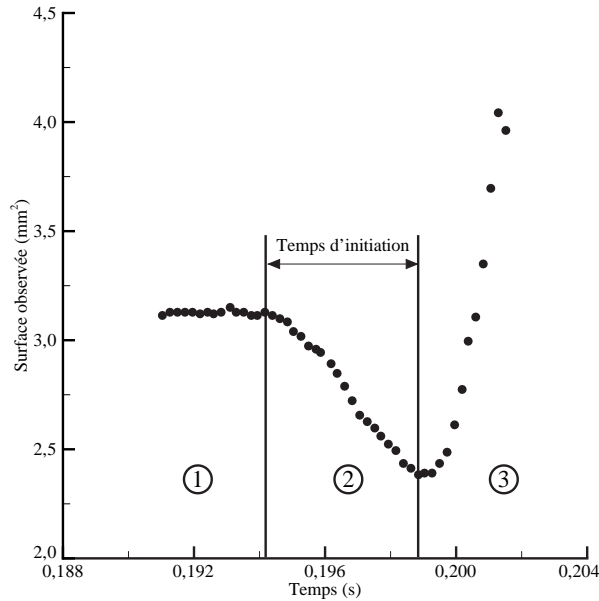


FIGURE 5.2 – Méthode de détermination du temps d'initiation (Vieille, 1998).

faible vitesse est caractérisée par une surface projetée pratiquement constante (la goutte ne se déforme pas) (zone ①). En pénétrant dans le jet, elle subit les effets de la force de cisaillement et s'aplatie perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Sa surface projetée est alors fortement réduite (zone ②). Enfin, avec la formation du sac ou des ligaments, la surface projetée augmente (zone ③). Le temps d'initiation de la cassure est alors défini comme la durée écoulée entre le début de l'aplatissement de la goutte (début de la décroissance de la surface projetée) et le début de la formation du sac ou des ligaments (début de la croissance de la surface projetée).

Les évolutions en fonction du nombre de Weber du temps d'initiation et du temps d'initiation normalisé par le temps caractéristique T , sont respectivement représentées sur les figures (5.3) et (5.4). Dans un premier temps, nous constatons que ce temps d'initiation est insensible au mode de fragmentation subit par la goutte et qu'il est de l'ordre de quelques millisecondes (les différents modes de fragmentation observés pour une même pression sont tous représentés par un même symbole). Par ailleurs, les différentes pressions envisagées au cours de cette étude conduisent toutes à des valeurs similaires pour cette durée. Ces courbes permettent alors d'exprimer le temps d'initiation de la cassure normalisé par le temps caractéristique T sous la forme (équation 5.2) :

$$T_{ini}/T = 0,75 We^{-0,06}, \text{ avec } T = \frac{D_0}{U} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (5.2)$$

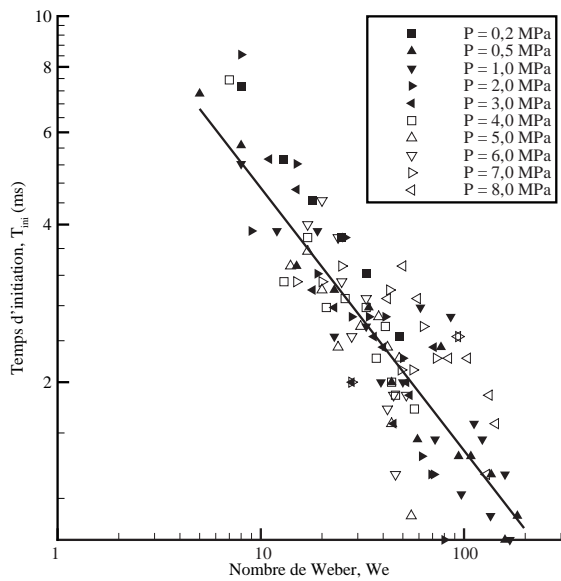


FIGURE 5.3 – Temps d’initiation en fonction du nombre de Weber pour différentes pressions (Vieille, 1998).

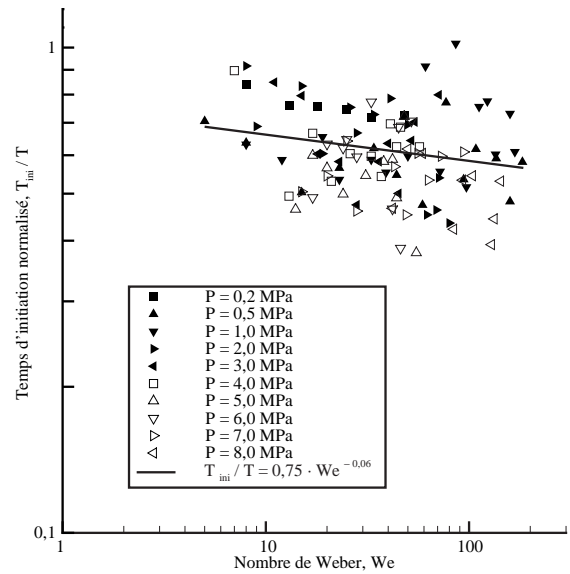


FIGURE 5.4 – Temps d’initiation normalisé en fonction du nombre de Weber pour différentes pressions (Vieille, 1998).

Cette relation met en évidence la très faible dépendance du temps d’initiation normalisé avec le nombre de Weber (seulement par une puissance $-0,06$). Enfin, en ne considérant que les cassures se déroulant selon le mode « shear », Vieille (1998) obtient une valeur du temps d’initiation normalisé constante et voisine de 0,6, qui est environ deux fois plus faible que la valeur obtenue par Chou *et al.* (1997).

5.4 Distributions des gouttes secondaires

Le dernier paramètre à prendre en considération est la distribution des fragments secondaires générés au cours du processus de cassure. Les différentes parcelles liquides identifiées sur les séquences d’atomisation sont mesurées puis triées en différentes classes de diamètres. Ces mesures permettent alors d’obtenir l’évolution temporelle du nombre et de la taille des fragments présents au cours de la fragmentation (figure 5.5). Contrairement au temps d’initiation, ces distributions sont fortement dépendantes du mode de cassure ainsi que des conditions expérimentales (Vieille, 1998). Par conséquent, l’atomisation devient plus fine (en nombre et en taille des fragments formés) quand la pression augmente.

Les distributions de fragments telles que celle représentée sur la figure (5.5) doivent être simplifiées. En effet, chaque condition expérimentale explorée pour un même régime de cassure, conduit à l’obtention d’une nouvelle distribution. Pour chacune d’elle, nous extrayons le nombre et la taille des fragments formés au temps d’initiation déterminé par la relation (5.2) (instant aisément identifiable sur ces distributions par l’apparition

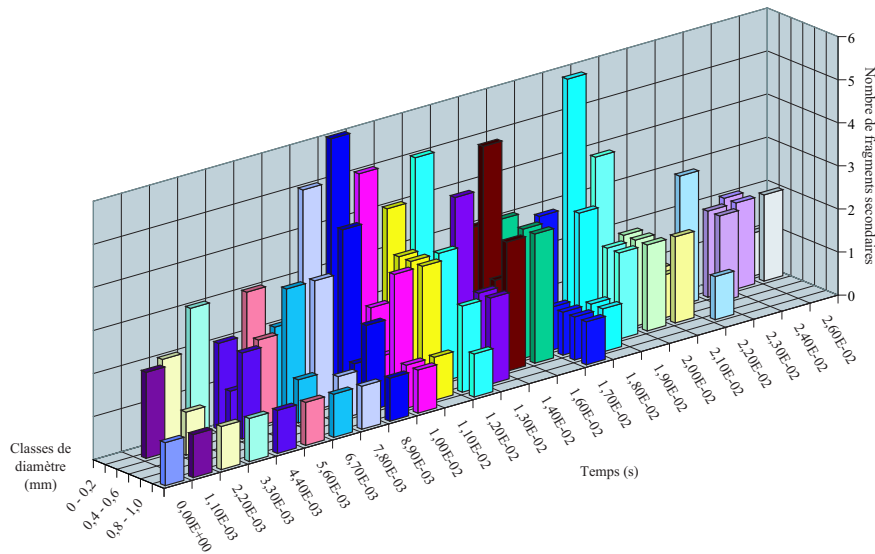


FIGURE 5.5 – Évolution temporelle de la distribution des fragments secondaires dans le cas de la cassure selon le régime « shear » ($P = 0,5 \text{ MPa}$; $V_{He} = 31,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; $We = 137$; $Re = 2570$; $D_0 = 1,89 \text{ mm}$) (Vieille, 1998).

Régime	Pourcentage du diamètre de la goutte initiale		
	10 %	30 %	50 %
Cassure en sac	2	2	1
Cassure transitionnelle	3	1	1
Cassure par cisaillement	4	2	2

TABLEAU 5.2 – Distribution des gouttes secondaires en fonction du diamètre de la goutte initiale.

de fragments dans les classes de plus petits diamètres). Pour un mode de cassure donné, les différentes distributions ainsi extraites sont moyennées et réduites en trois classes dépendantes du diamètre de la goutte initiale (10 %, 30 % et 50 % du diamètre de la goutte initiale). Les distributions obtenues par cette procédure sont regroupées dans le tableau (5.2). Au cours du processus de cassure, la conservation de la masse du liquide est assurée en ajustant le diamètre de la goutte mère. C'est ainsi que dans le cas d'une cassure selon le régime « bag », deux gouttes ayant un diamètre égal à 10 % du diamètre de la goutte mère sont formées, deux de 30 % et une de 50 %. Le diamètre de la goutte mère, après ajustement, représente 93,6 % de celui de la goutte avant sa fragmentation (contre 94,5 % pour la cassure transitionnelle et 86,2 % pour la cassure par cisaillement). On constate alors que la plus grande partie de la masse initiale de la goutte est concentrée dans le résidu de la goutte mère. Le processus de cassure se réduit finalement à un arrachage de petits fragments à la goutte primaire. L'interface est quant à elle accrue par un facteur 1,325, 1,264 et 1,502 respectivement au cours des fragmentations suivant les régimes « bag », « transitional » et « shear. »

5.5 Organigramme du modèle d'atomisation secondaire

L'organigramme du modèle d'atomisation secondaire est représenté sur la figure (5.6). Pour une goutte se déplaçant dans le domaine de calcul, deux situations peuvent se présenter :

- la goutte est susceptible de se fractionner (un mode de cassure et un temps d'initiation ont déjà été déterminés). Une comparaison du temps d'initiation T_{ini} et du

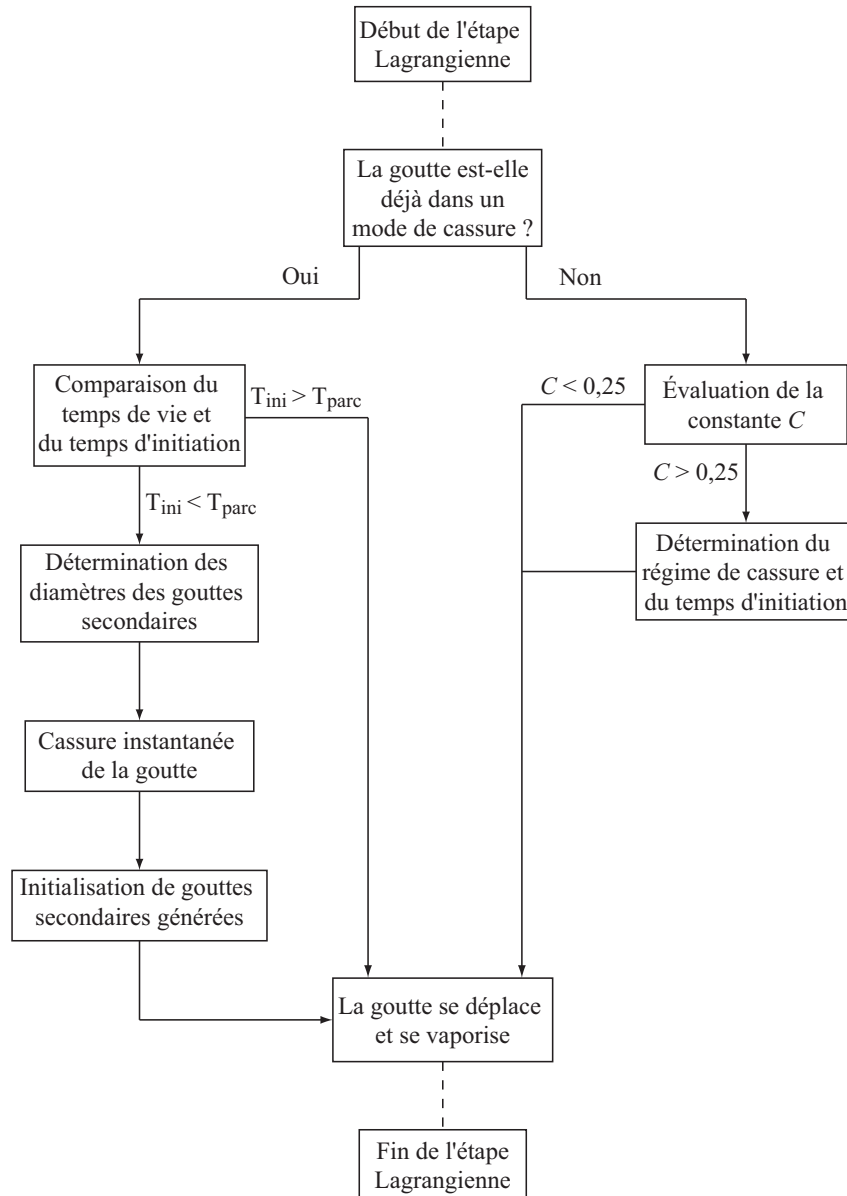


FIGURE 5.6 – Organigramme du modèle d'atomisation secondaire.

temps de parcours sur la trajectoire depuis l'initiation de la cassure T_{parc} est effectuée. Si ce temps de parcours excède la durée d'initiation, la cassure se produit instanta-

nément, les fragments secondaires sont formés selon la distribution correspondant au mode de cassure (tableau 5.2) et leurs propriétés (vitesse, température, viscosité, densité...) sont initialisées par égalité avec celles de la goutte initiale.

- la goutte n'est pas susceptible de se fractionner (aucun mode de fragmentation n'a encore été déterminé). Avec les valeurs des nombres de Weber, Reynolds et les rapports de densité et de viscosité déterminés au cours de cette étape Lagrangienne, la valeur de la constante C est calculée par la relation (5.1). Dans le cas où les conditions sont suffisantes pour provoquer la cassure ($C > 0,25$), le régime de cassure et le temps d'initiation sont évalués respectivement avec les valeurs du tableau (5.1) et de la relation (5.2). Le temps de parcours sur la trajectoire depuis l'initiation de la cassure T_{parc} est alors initialisé à 0.

Une fois ces différents traitements effectués, les gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul subissent la suite de l'étape Lagrangienne (déplacement, chauffage, vaporisation...).

5.6 Le code de calcul THÉSÉE

Les différents éléments constitutifs du modèle d'atomisation secondaire sont introduits dans le code de calcul THÉSÉE (Steinfeld, 1996) mis à disposition par la SNECMA. Nous présentons rapidement dans ce paragraphe les principales caractéristiques de ce code.

5.6.1 Introduction

THÉSÉE est un code de calcul basé sur la méthode des volumes finis, développé à partir de 1988 par BERTIN pour le compte de la SEP (aujourd'hui division de la SNECMA). Son développement se place dans le cadre d'un projet unissant le CNES, la SEP et BERTIN et ayant pour but de fournir un outil performant de prédiction d'écoulements complexes. THÉSÉE est écrit en FORTRAN 77 et est particulièrement adapté à la simulation des phénomènes d'aérothermochimie spatiale (propulsion cryotechnique, propulsion à ergols solides...). Pour compléter l'éventail des modèles physiques et chimiques déjà présents dans THÉSÉE, nous y introduisons le modèle de cassure secondaire.

5.6.2 Domaine de calcul

Les domaines de calcul utilisés au cours des simulations avec le code THÉSÉE doivent impérativement être tridimensionnels non structurés. Des géométries dégénérées 2D plane et 2D axisymétrique (maillages tridimensionnels avec une seule rangée de mailles selon la troisième dimension) peuvent être employées grâce à une optimisation du code. Le

domaine de calcul doit se composer de mailles de type hexaèdre, pentaèdre ou tétraèdre et doivent être juxtaposables. Divers types de frontières peuvent être utilisés en fonction de la configuration envisagée (limites périodiques, parois possédant diverses propriétés, différentes manières d’injecter les phases continue et liquide...). Nous reviendrons plus précisément sur la structure du maillage dans les chapitres consacrés à la simulation de l’atomisation secondaire (chapitres 7, 8 et 9).

5.6.3 Méthodes numériques et modèles disponibles

Les diverses méthodes numériques ainsi que les différents modèles physiques et chimiques présents dans THÉSÉE permettent de reproduire un grand nombre de processus observés expérimentalement. Le choix entre ces diverses méthodes et modèles est guidé par la nature même du phénomène à reproduire, ainsi que par les conditions explorées. C’est ainsi qu’il est possible de choisir, entre autres, parmi les modèles et méthodes numériques suivants :

- schéma de Roe (flux de Roe aux faces, cas multi-espèces avec des gaz parfaits idéaux) ;
- méthode d’ordre 2 en espace : gradients limités (limiteur isotrope sur les gradients modaux, limiteur directionnel sur les gradients aux éléments) ;
- méthodes temporelles d’ordre 2 (prédicteur – Euler linéarisé – / correcteur – flux de Roe – Runge-Kutta modifié...) ;
- aérodynamique figée ou calculée ;
- aérodynamique compressible ou incompressible ;
- calcul stationnaire ou instationnaire avec un pas de temps local ou global ;
- thermodynamique constante ou variable ;
- loi des gaz parfaits ou réels ;
- mono ou multi espèces (réactif ou non) ;
- écoulement laminaire ou turbulent ;
- modèles de turbulence : de type $k - \varepsilon$ de Jones-Launder (intégration implicite des termes sources, loi de paroi adiabatique ou température imposé selon une loi logarithmique), Smagorinsky (viscosité proportionnelle à la taille des mailles et au rotationnel des vitesses), compressible de Zeman ;
- modèles de combustion (dans le cas d’un calcul réactif) : Arrhénius monoréaction ou multiréaction, mixte EBU (**E**ddy **B**reak **U**p) / Arrhénius, PEUL, modèles utilisateurs (à définir par l’intermédiaire de routines dédiées)... ;
- diphasique Lagrangien ou Eulérien ;

- thermodynamique de la phase dispersée constante ou variable ;
- particules inertes ou évaporantes (modèle de Sirignano avec ou sans arrachement de micro-gouttelettes, modèle de goutte sphérique en régime saturé ou non) ;
- dispersion turbulente des gouttes et particules (dans le cas d'un calcul diphasique) ;
- couplage rétroactif avec la phase continue ;
- etc.

Les simulations de l'atomisation secondaire sont toutes réalisées dans des conditions turbulentes. Nous utilisons donc un modèle de type $k - \varepsilon$ pour reproduire la turbulence. Le processus de vaporisation (utilisé au cours de toutes les simulations) est évalué par l'intermédiaire d'un modèle reproduisant une loi en D^2 classique (*cf.* chapitre 2). Nous reviendrons plus en détails sur les autres modèles employés (modèle spécifique à un type de calcul, comme le modèle de combustion) au cours des chapitres consacrés aux simulations de la fragmentation utilisant le code THÉSÉE (chapitres 7, 8 et 9). Par ailleurs, toutes les simulations réalisées le sont dans des conditions instationnaires. C'est-à-dire que le champ gazeux ainsi que les propriétés des gouttes sont recalculées à chaque itération (prenant ainsi en compte le changement de composition et de température locale en raison de la vaporisation).

5.6.4 Routines complémentaires

Autour du « noyau » du code THÉSÉE, diverses routines complémentaires sont présentes et permettent à l'utilisateur de définir des lois d'évolutions spécifiques au cas traité. C'est ainsi qu'il est possible de fournir entre autres, des lois d'évolutions pour les propriétés des phases gazeuse (propriétés physiques fonction de la température et de la pression...) et dispersée (dans le cas d'un calcul multiphasique), de nouvelles lois pour la combustion. Ces relations permettent alors de prendre en compte des phénomènes particuliers aux cas considérés.

5.6.5 Le module diphasique Lagrangien

Avec THÉSÉE, le suivi de la phase dispersée (liquide ou solide) peut être assuré par des méthodes Eulérienne ou Lagrangienne. Les simulations réalisées au cours des chapitres 7, 8 et 9 feront intervenir le module Lagrangien pour la résolution des équations du mouvement des gouttes. Ce module ne permet de considérer que des particules ponctuelles affectées d'une masse, d'un diamètre (un seul diamètre peut être pris en compte, les gouttes sont donc sphériques contrairement à l'étude de Pourouchottamane, 2002), d'une vitesse... La déformation des gouttes (en raison des effets de l'écoulement sur les gouttelettes) n'est

donc pas prise en compte.

C'est également par l'intermédiaire de ce module que les processus (vaporisation, chauffage du liquide...) agissant sur la phase dispersée (liquide dans nos simulations) ainsi que leurs couplages (transferts massique et thermique...) avec le milieu environnant gazeux sont évalués. Les propriétés des gouttes (viscosité, tension superficielle, nombre de Weber...) nécessaires pour déterminer les divers critères intervenant dans le modèle de cassure sont elles aussi obtenues par l'intermédiaire de ce module. Elles sont mises à jour en fonction des conditions de simulation en utilisant une thermodynamique variable avec la température et la pression. Les différentes corrélations utilisées pour calculer ces caractéristiques (Reid *et al.*, 1987), sont regroupées dans l'annexe B.

Le couplage entre les différentes phases peut être effectué selon une méthode « one way coupling » ou encore « two way coupling. » La première ne considère qu'une action de la phase liquide vers la phase dispersée. La seconde, en plus de l'action de la phase gazeuse sur la phase dispersée, considère une action réciproque de la phase dispersée vers la phase gazeuse (par réactualisation des termes sources dans les équations de la phase continue). C'est ce second mode que nous utilisons pour nos simulations du processus d'atomisation secondaire.

5.7 Introduction du modèle dans le code THÉSÉE

Les différents éléments constitutifs du modèle d'atomisation secondaire sont introduits dans le code THÉSÉE par l'intermédiaire du module Lagrangien décrit précédemment. Cette mise en œuvre du modèle de cassure dans le code THÉSÉE nécessite une adaptation des routines Lagrangiennes, pour prendre en compte en particulier la variation du nombre de particules au cours d'une itération (quand une goutte se fractionne, de nouvelles trajectoires doivent être considérées). Dans le but d'optimiser l'utilisation de la mémoire, il a donc été nécessaire de revoir la procédure de gestion de ces trajectoires (réutilisation des trajectoires libérées par la vaporisation totale ou par la sortie des gouttes, augmentation du nombre total de trajectoires suivies...).

Le modèle de cassure nécessite la connaissance d'un grand nombre de propriétés physiques aussi bien de la phase liquide que de la phase gazeuse. La position d'introduction du modèle dans le module Lagrangien doit donc être déterminée avec le plus grand soin. C'est ainsi qu'il est implanté après la réactualisation des différentes grandeurs caractéristiques des gouttelettes (viscosité, tension superficielle, densité, vitesse relative, température de surface...). Les propriétés de l'écoulement sont directement accessibles à partir du module Lagrangien (la phase gazeuse est réactualisée avant l'appel de la procédure Lagrangienne).

L'ensemble de ces propriétés permet alors d'évaluer les divers critères intervenant dans le modèle de fragmentation (nombres de Weber et de Reynolds, temps d'initiation, rapports de densité et de viscosité...). Tous ces paramètres sont recalculés à chaque itération et pour chacune des gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul.

Enfin, après la phase de cassure proprement dite, les gouttes présentes dans le domaine de calcul subissent la suite de l'étape Lagrangienne, à savoir qu'elles sont soumises aux processus de vaporisation (par une loi en D^2 classique), de déplacement (fonction de leur vitesse et de celle de l'écoulement), de dispersion turbulente (fonction des fluctuations locales de vitesse de la phase gazeuse).

5.8 Conclusion

Comme nous venons de le voir, nous avons développé un modèle d'atomisation secondaire basé sur une étude expérimentale ayant permis la caractérisation complète du processus de fragmentation d'une goutte isolée soumise à un écoulement de cisaillement transversal. L'originalité de ce modèle réside dans la prise en compte de plusieurs modes de fragmentation et surtout dans la génération des gouttes secondaires de différentes dimensions (trois classes de diamètres sont ainsi considérées). En effet, la plupart des modèles existants ne considèrent qu'une taille unique pour les fragments secondaires générés au cours d'une cassure (*cf.* paragraphe 1.5.6). Notre modèle ne permet toutefois pas de prendre en compte les interactions entre les gouttelettes, comme la coalescence.

Chapitre 6

Modélisation de la vaporisation turbulente

6.1 Introduction

La modélisation de la vaporisation turbulente repose essentiellement sur les résultats expérimentaux de Birouk (Birouk, 1996 ; Birouk *et al.*, 1996 ; Gökalp *et al.*, 2000 ; Birouk et Gökalp, 2002). Le principal objectif de cette étude concernait la caractérisation de la vaporisation turbulente d'une goutte liquide d'hydrocarbure (n-alcane) placée dans un environnement gazeux turbulent d'air. Dans ce chapitre, nous présentons rapidement ces résultats expérimentaux et nous montrons comment nous les utilisons pour la modélisation de la vaporisation turbulente.

6.2 Conditions expérimentales explorées

Le dispositif expérimental de Birouk (1996) se compose d'une enceinte de forme cubique, dans laquelle il est possible de générer une turbulence homogène et isotrope dont l'intensité est aisément modifiable. Ce champ turbulent est produit par l'intermédiaire de huit hélices situées dans les coins de la chambre et placées perpendiculairement aux grandes diagonales du cube. Le volume exploitable du dispositif se réduit finalement à une forme quasi sphérique de 240 mm de diamètre. Des hublots permettent d'effectuer des diagnostics optiques ainsi que de visualiser le processus de vaporisation.

Les caractéristiques du champ gazeux sont déterminées par anémométrie Doppler laser (ADL ou LDA) en un et deux points. Les propriétés de la turbulence sont sélectionnées en faisant varier la vitesse de rotation des hélices. C'est ainsi que l'énergie cinétique de la turbulence q ($=\frac{1}{2}\Sigma\langle u_i'^2\rangle$) varie de 0 à $1,45\text{ m}^2\cdot\text{s}^{-2}$. Les mesures conduites dans cet intervalle

d'énergie permettent de s'assurer de l'homogénéité et de l'isotropie de la turbulence dans un volume sphérique de 40 mm de diamètre centré autour du centre de la chambre. La vitesse moyenne du champ gazeux reste quant à elle pratiquement constante et voisine de $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, alors que l'écart type u_i ($u_i = \sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}$) des vitesses fluctuantes est compris entre 0 et $1,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse moyenne est donc considérée comme largement négligeable par rapport aux vitesses fluctuantes, conséquences de la turbulence.

Au cours de cette étude, pour faire varier les propriétés de la phase liquide (densité, chaleur latente de vaporisation, température d'ébullition, volatilité...), divers composés ont été utilisés (n-hexane, n-heptane, n-octane, n-nonane et n-décane). Les gouttes sont introduites dans la chambre avec un diamètre initial compris entre 1,5 et 1,7 mm et maintenues au centre de l'enceinte par l'intermédiaire d'une fibre en quartz. Le gaz environnant est de l'air à 20°C sous pression atmosphérique. Le processus de vaporisation est enregistré au moyen d'une caméra CCD qui permet, après traitement des images, d'obtenir le diamètre équivalent d'une goutte sphérique (sous l'effet de la gravité la goutte se déforme et prend la forme d'un ellipsoïde) ainsi que son évolution temporelle.

6.3 Taux de vaporisation turbulent

Avec les conditions expérimentales présentées dans le paragraphe précédent, Birouk (1996) obtient les résultats illustrés sur les figures (6.1) et (6.2). La figure (6.1) met en évidence

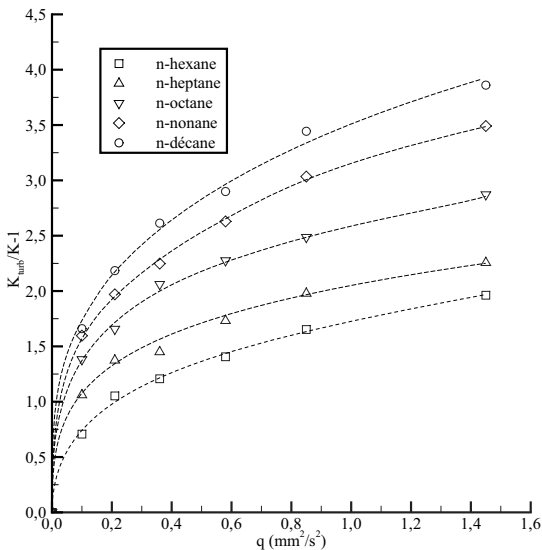


FIGURE 6.1 – Variation du taux moyen de vaporisation normalisé en fonction de l'énergie cinétique q (Birouk, 1996).

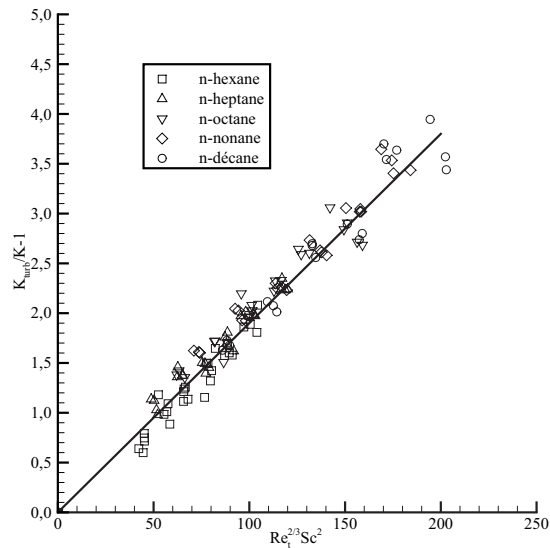


FIGURE 6.2 – Variation du taux moyen de vaporisation normalisé en fonction de $Re_t^{2/3} Sc^2$ (Birouk, 1996).

l'influence des propriétés du liquide et de la turbulence sur le groupement $\frac{K_{turb}}{K} - 1$ (ce groupement adimensionné correspond à un taux de vaporisation moyen normalisé). Ce taux normalisé est largement favorisé par la turbulence, qui permet d'accroître les processus de diffusion et de dispersion de la vapeur générée dans le milieu gazeux environnant. À mesure de l'accroissement de l'énergie cinétique q , le taux de vaporisation semble atteindre un seuil, montrant que la vaporisation n'agit pas directement sur la vaporisation, mais en réalité sur les gradients de concentration autour de la goutte. Par ailleurs, la réponse à une même énergie cinétique turbulente dépend de la nature du liquide. C'est ainsi que le taux de vaporisation augmente pour les liquides les plus volatils (liquide le moins volatil : n-décane ; liquide le plus volatil : n-hexane).

Dans le but de se rapprocher des travaux antérieurs faisant apparaître des corrélations du taux de vaporisation sous forme de puissance des nombres de Reynolds et de Schmidt, Birouk (1996) construit le groupement adimensionné $Re_t^{2/3} Sc^2$ ($Re_t = \sqrt{q}D_0/\nu$, $Sc = D_m/\nu$), pour finalement aboutir à une unique relation regroupant tous les résultats (figure 6.2), et s'exprimant alors sous la forme :

$$\frac{K_{turb}}{K} - 1 = 0,019 Re_t^{2/3} Sc^2 \quad (6.1)$$

Cette relation se réduit donc à une correction du taux de vaporisation faisant intervenir les effets de la turbulence. C'est ainsi qu'en déterminant le taux de vaporisation d'une goutte placée dans un environnement stagnant, il est possible, connaissant les propriétés de la turbulence (énergie cinétique, échelle intégrale de longueur...), d'évaluer le taux de vaporisation d'une goutte placée dans un environnement turbulent. Le taux de vaporisation dans le cas stagnant (où non turbulent) est estimé par l'intermédiaire de la relation analytique (2.19), et ne prend donc pas en compte les effets de la convection, des interactions entre gouttes...

6.4 Influence sur la trajectoire des gouttes

6.4.1 Introduction

Les trajectoires des gouttes dépendent fortement des propriétés du liquide (densité, viscosité...), mais également des propriétés locales (au voisinage proche de la goutte) du milieu dans lequel elles évoluent (densité, viscosité, vitesse...). La vaporisation, du fait de l'approvisionnement local en vapeur, modifie ponctuellement ces propriétés et influence la trajectoire de la goutte.

6.4.2 Coefficient de traînée

Le coefficient de traînée C_D d'une particule (sphère dure) subissant une force F de la part d'un écoulement à vitesse U_g peut s'exprimer sous la forme (Lefebvre, 1989) :

$$C_D = \frac{F}{(\pi/4) D^2 (\rho_g U_g^2 / 2)} \quad (6.2)$$

Dans le cas des faibles valeurs du nombre de Reynolds Re , il peut aussi être déterminé par la relation :

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (6.3)$$

Dans le cas des écoulements turbulents, de nombreuses relations existent pour évaluer ce coefficient de traînée (Lefebvre, 1989; Aggarwal *et al.*, 1994; Warnica *et al.*, 1995a, b...).

Nous nous intéressons ici aux corrections apportées au coefficient de traînée du fait de la vaporisation de la goutte. Cet effet de la vaporisation a été mis en évidence au cours d'une étude expérimentale (Renksizbulut et Yuen, 1983a) puis vérifié au cours de simulations (Renksizbulut et Yuen, 1983b). C'est ainsi que le coefficient de traînée est réévalué en tenant compte de la vaporisation et de la turbulence par la relation (Renksizbulut et Haywood, 1988) :

$$C_D (1 + B_{turb})^{0,2} = \frac{24}{Re} + 4,8 Re^{-0,37} \quad \text{pour } 10 < Re < 300 \quad (6.4)$$

Le coefficient de transfert turbulent B_{turb} qui apparaît dans cette relation est alors déterminé en évaluant le taux de vaporisation turbulent K_{turb} par la relation (6.1), et en posant, d'après la relation (2.19) :

$$K_{turb} = 8 \frac{\rho_{Fg}}{\rho_{Fl}} D_m \ln(1 + B_{turb}) = 8 \frac{\lambda_g}{\rho_{Fl} C_{p_g}} \ln(1 + B_{turb}) \quad (6.5)$$

En introduisant le coefficient de transfert turbulent B_{turb} déterminé par cette dernière équation dans la relation (6.4), nous parvenons à prendre en compte les effets de la vaporisation turbulente sur la trajectoire des gouttes.

Par ailleurs, de nombreuses études montrent que le coefficient de traînée (et donc la trajectoire) est également fortement influencé par la proximité d'autres gouttes ainsi que par le processus de combustion (Virepinte *et al.*, 2001; Atthasit *et al.*, 2003). Les simulations seront réalisées dans un environnement non réactif, nous ne considérons donc pas cette correction provenant de la présence de la flamme. Enfin, aucun modèle de fragmentation ne sera activé, nous supposons donc que la densité des gouttes est suffisamment

faible pour ne pas agir sur la trajectoire autrement que par la modification de la composition de l'environnement gazeux (génération de vapeur d'oxygène gazeux pris en compte par la variation de densité, de viscosité... dans les relations précédentes).

6.5 Le code de calcul MSD

Les différents éléments constituant le modèle de vaporisation, ainsi que les relations permettant de corriger les trajectoires des gouttes en fonction de la vaporisation, sont introduits dans le code de calcul MSD (Chainerau, 2001) mis à disposition par l'ONERA. Nous présentons dans les paragraphes qui suivent les principales caractéristiques de ce code.

6.5.1 Introduction

Le code MSD est un code RANS (« **R**eynolds **A**veraged **N**avier-**S**tokes ») tridimensionnel instationnaire. Ce code est développé en FORTRAN 77 pour ses premières versions, puis partiellement converti en FORTRAN 90 pour les dernières versions (y compris celle utilisée au cours de notre étude). Enfin, ce code permet d'utiliser les méthode MPI et PVM sur les architectures parallèles.

6.5.2 Domaine de calcul

Plusieurs méthodes peuvent être employées pour construire le domaine de calcul utilisé au cours des simulations. La première consiste, dans le cas des géométries simples, à utiliser le mailleur interne au code. La seconde (celle que nous choisirons au cours de nos calculs) est de fournir au code un maillage (coordonnées des nœuds du maillage), par l'intermédiaire d'un fichier externe. Ce maillage peut également être décomposé en sous domaines devant être parfaitement joints. Par ailleurs, des géométries 1D, 2D et 3D avec des conditions de périodicité ou de symétrie (2D axisymétrique, 3D axisymétrique...) peuvent indifféremment être employées. Les maillages utilisés peuvent aussi être fixes ou mobiles. Enfin, dans le but de parvenir à une convergence rapide des simulations il est possible d'employer une méthode multigrille (utilisation de plusieurs finesses de maillage).

6.5.3 Méthodes numériques et modèles disponibles

Les différentes méthodes et modèles numériques présents dans le code MSD sont très semblables à ceux disponibles dans le code THÉSÉE (*cf.* chapitre 5). Nous pouvons alors choisir entre les méthodes et modèles suivants :

- intégration temporelle implicite ou explicite de type prédicteur / correcteur ;
- intégration spatiale avec des schémas de type « flux difference splitting » (méthode de Roe et dérivées), schéma mixte à décentrement des variables convectées, schémas cinétiques ;
- calculs mono ou multi-espèces ;
- gaz parfaits ou réels ;
- thermodynamique variable ou constante ;
- calcul laminaire ou turbulent avec des modèles à une ou deux équations (de type $k - \varepsilon$ avec différentes hypothèses de fermeture) ;
- modèles de combustion : **Eddy Break Up**, turbulent de Cramer, turbulent CLE, cinétique général (ONERA)... ;
- prise en compte de sources extérieures : gravité, quantité de mouvement, énergie ;
- différents types de conditions aux limites : entrée, sortie, paroi, axe de symétrie... ;
- pas de temps local par domaine (dans le cas de l'utilisation du multidomaine) ou global ;
- suivi Eulérien ou Lagrangien de la phase dispersée avec une méthode « one way coupling » ou « two way coupling » ;
- etc.

6.5.4 Modèle de dispersion turbulente

La dispersion turbulente des gouttes dans le domaine de calcul est assurée par un modèle de type « Eddy Life Time » de Gosman et Ioannides (1981, 1983) déjà implanté dans MSD. En considérant que la turbulence est homogène et isotrope et que les vitesses fluctuantes sont décorrélées suivant les trois directions de l'espace, il est possible de faire l'hypothèse que les fluctuations de vitesse du gaz u'_i sont réparties selon une loi Gaussienne centrée sur l'origine et d'écart type $\sqrt{\frac{2}{3}q}$. La vitesse du gaz réellement vue par la particule est ainsi obtenue en effectuant la somme de cette vitesse fluctuante et de la vitesse moyenne de l'écoulement au point considéré. Cette vitesse est ensuite utilisée pour évaluer la vitesse relative apparaissant dans le nombre de Reynolds Re figurant dans le coefficient de traînée de l'expression (6.4).

Les fluctuations de vitesses dues à la turbulence sont tirées aléatoirement au cours du suivi Lagrangien des particules, en fonction d'une échelle temporelle de décorrélation caractéristique de la turbulence. Les modèles « Eddy Life Time » (Gosman et Ioannides, 1981, 1983) définissent cette échelle comme le minimum entre l'échelle intégrale de la turbulence (durée de retournement des plus gros tourbillons) et le temps de traversée de

ces grosses structures par les gouttes. Cette échelle de décorrélation est finalement utilisée pour déterminer l’instant du tirage d’une nouvelle vitesse fluctuante de la turbulence.

6.6 Introduction des modèles dans le code MSD

Les différentes corrélations présentées précédemment sont introduites dans MSD par l’intermédiaire du module Lagrangien déjà implanté dans le code. Cet ensemble de routines permet de prendre en compte la totalité des processus intervenant sur la phase dispersée (déplacement, chauffage, vaporisation...). C’est également par l’intermédiaire de ce module que les transferts (massique et thermique) sont pris en compte (en fonction de la méthode de couplage choisie : « one way coupling » ou « two way coupling »). L’intégration dans le code du modèle de vaporisation turbulente et de la dépendance des trajectoires avec la gazéification, se résume finalement en un remplacement de certaines lois déjà existantes dans MSD (notamment dans les calculs du coefficient de traînée et du taux de vaporisation).

6.7 Conclusion

Comme nous venons de le décrire, nous avons introduit dans le code MSD de l’ONERA la corrélation de Birouk (1996) permettant de prendre en compte les effets de la turbulence sur la vaporisation d’une goutte. Par ailleurs, étant donné que nos simulations de la vaporisation (*cf.* chapitre 10) seront effectuées en considérant un écoulement moyen non nul (pour nous rapprocher des conditions réelles du dispositif MASCOTTE), nous introduisons également les effets de la vaporisation sur la trajectoire des gouttelettes dans le domaine de calcul.

Troisième partie

Les simulations

Sommaire de la troisième partie

Chapitre 7 Validation du modèle d'atomisation secondaire	91
7.1 Introduction	91
7.2 Domaine de calcul	91
7.3 Conditions de simulations	92
7.4 Résultats de simulations	93
7.4.1 Champ gazeux	93
7.4.2 Cassure des gouttes	95
7.5 Conclusion	109
Chapitre 8 Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas non réactif	111
8.1 Introduction	111
8.2 Domaine de calcul	111
8.2.1 L'injecteur coaxial	111
8.2.2 Domaine de calcul	112
8.3 Conditions de simulations	113
8.3.1 Conditions générales	113
8.3.2 Modèles utilisés - Calculs réalisés	114
8.3.3 Injection des gouttes d'oxygène liquide	114
8.4 Champ gazeux initial	116
8.5 Propriétés du brouillard	118
8.5.1 Nombre de gouttes	118
8.5.2 Diamètre moyen arithmétique	121
8.5.3 Diamètre moyen de Sauter	126
8.5.4 Distributions finales des gouttes	131
8.5.5 Étude du rapport $D_{0,5} / D_{32}$	134
8.6 Fractions massiques des constituants	137

8.6.1	Évolutions spatiales	138
8.6.2	Comparaison avec / sans atomisation secondaire	143
8.7	Superposition du champ de vitesse et des gouttes	146
8.8	Conclusion	147
Chapitre 9 Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas réactif		149
9.1	Introduction	149
9.2	Conditions de simulations	149
9.3	Modèle de combustion	150
9.4	Structure de la flamme	151
9.4.1	Position – Forme	151
9.4.2	Intensité de combustion	153
9.5	Propriétés de l'écoulement	153
9.5.1	Température	153
9.5.2	Fractions massiques des constituants	157
9.6	Propriétés du brouillard	160
9.6.1	Nombre de gouttes	160
9.6.2	Diamètre moyen arithmétique	162
9.6.3	Diamètre moyen de Sauter	164
9.6.4	Distributions	166
9.7	Superposition de la flamme et des gouttes	169
9.8	Conclusion	170
Chapitre 10 Simulations de la vaporisation turbulente		171
10.1	Introduction	171
10.2	Domaine de calcul	171
10.3	Conditions de simulations	172
10.3.1	Conditions générales	172
10.3.2	Injection des gouttes d'oxygène liquide	173
10.4	Champ gazeux initial	174
10.5	Propriétés des gouttes	176
10.5.1	Diamètre	176
10.5.2	Diamètre au carré	177

10.5.3	Température	178
10.5.4	Taux de vaporisation	179
10.5.5	Position - Vitesse	181
10.6	Conclusion	182

Chapitre 7

Validation du modèle d'atomisation secondaire

7.1 Introduction

Dans un premier temps, pour nous assurer du bon comportement du modèle de cassure introduit dans le code THÉSÉE, nous reproduisons le dispositif expérimental de Vieille (1998). Au cours des diverses simulations réalisées, nous suivons les principales caractéristiques des gouttes présentes dans le domaine de calcul. Nous comparons alors ces grandeurs avec celles mesurées par Vieille (1998) au cours de ses expérimentations.

7.2 Domaine de calcul

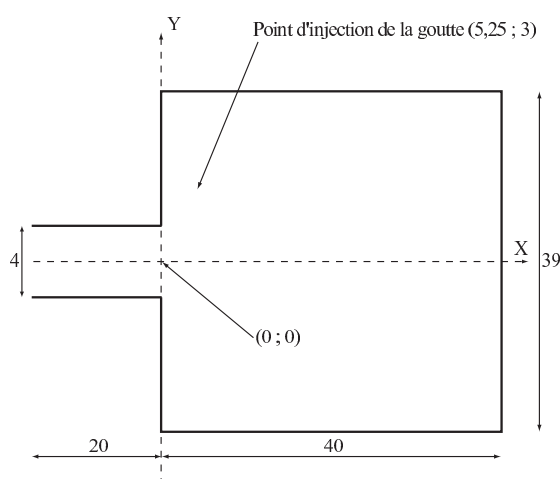


FIGURE 7.1 – Dimensions du dispositif expérimental de Vieille (1998) (données en mm).

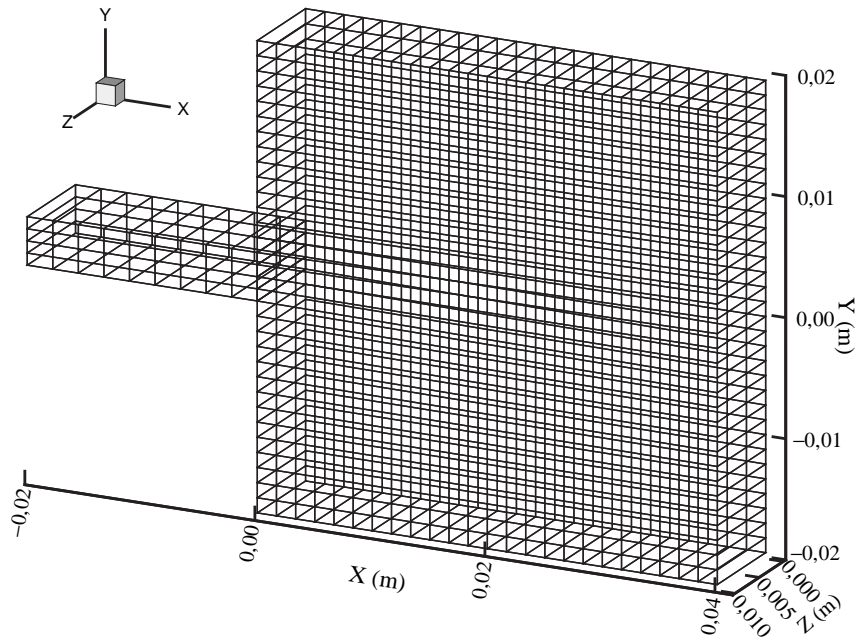


FIGURE 7.2 – Maillage utilisé pour la validation du modèle d'atomisation secondaire (configuration de Vieille, 1998).

Le domaine de calcul utilisé pour la validation du modèle de cassure reprend exactement la configuration du dispositif expérimental de Vieille (1998) dont les dimensions sont données sur la figure (7.1). Le maillage issu de cette configuration est représenté sur la figure (7.2) et se compose alors de 804 éléments de type hexaèdre et de 1 740 nœuds. Les calculs étant réalisés dans un cas dégénéré 2D plan, la troisième dimension (direction Z) du maillage ne se compose que d'une épaisseur de maille. Les différentes parois apparaissant sur la figure (7.1) ont une température constante et égale à 300 K. L'injection de l'hydrogène gazeux dans le domaine est effectuée en imposant une entrée gazeuse de type débit constant. La condition de sortie (pression imposée à l'extérieur du maillage) permet de parvenir à la pression souhaitée dans le domaine.

7.3 Conditions de simulations

Le comportement du modèle de cassure a été vérifié en utilisant diverses conditions d'injection de l'hydrogène (vitesse en sortie de buse, pression dans le domaine) et de l'oxygène (diamètre, vitesse et température). Nous ne présentons ici qu'une série de calculs pour laquelle seule la vitesse d'injection (dirigée perpendiculairement à la direction de l'écoulement gazeux) de la goutte varie. Les vitesses initiales considérées sont alors :

$V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces valeurs permettent d'encadrer la vitesse mesurée par Vieille (1998) (les mesures expérimentales sont comprises entre environ $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et environ $1,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Les autres conditions d'injection sont regroupées dans les tableaux (7.1) et (7.2), respectivement pour l'oxygène liquide et l'hydrogène gazeux. Les simulations sont conduites sur 40 000 itérations avec un pas de temps de l'ordre de $4,55 \times 10^{-7} \text{ s}$, permettant alors de parvenir à un temps physique d'environ 18,2 ms.

Température (K)	80
Diamètre (m)	$0,471 \times 10^{-3}$
Densité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	1 192,4
Viscosité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	$2,15 \times 10^{-5}$
Tension superficielle ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)	$14,78 \times 10^{-2}$

TABLEAU 7.1 – Conditions d'injection de l'oxygène liquide.

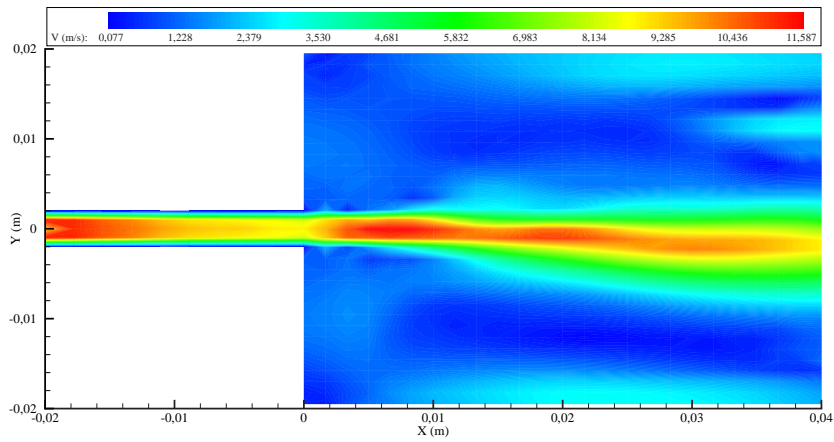
Température (K)	300
Vitesse ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	11
Pression (MPa)	6,6
Densité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	5,33
Viscosité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	$7,961 \times 10^{-6}$

TABLEAU 7.2 – Conditions d'injection de l'hydrogène gazeux.

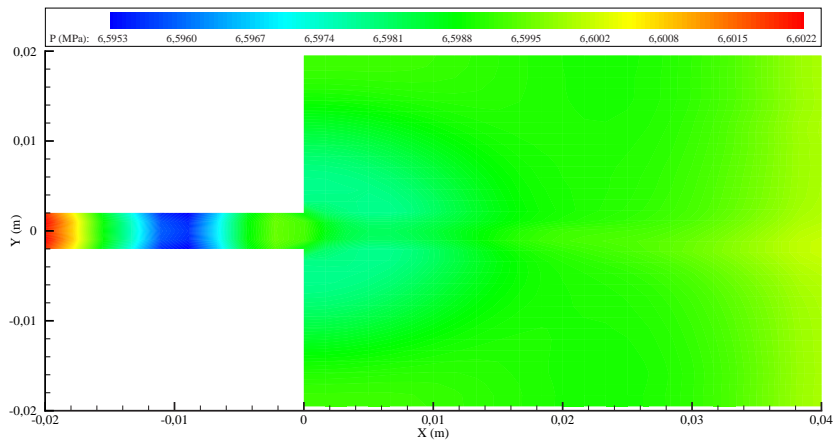
7.4 Résultats de simulations

7.4.1 Champ gazeux

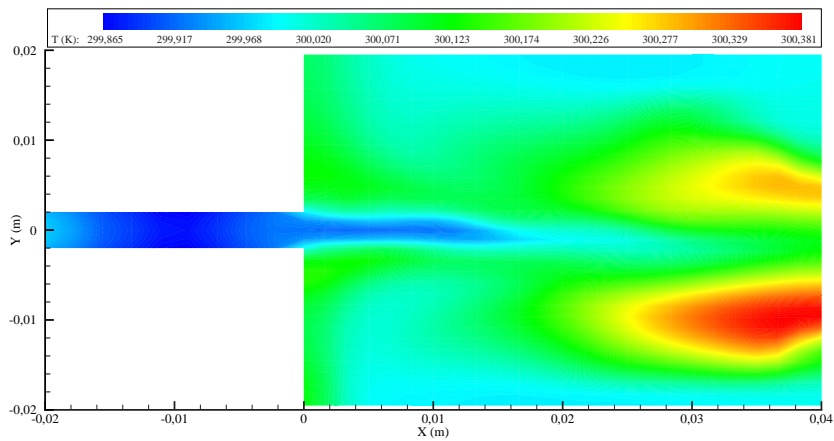
Avant l'introduction de la goutte d'oxygène liquide dans le maillage, une phase préliminaire de calcul du champ gazeux permet d'aboutir à un écoulement parfaitement développé et convergé. À la fin de cette période de convergence, le champ dynamique présente l'allure représentée sur la figure (7.3). La vitesse en sortie de buse d'injection est alors de l'ordre de $11,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (figure 7.3.a). La forme du jet (légèrement dirigé vers les bas) est due à la condition de sortie employée (pression de 6,6 MPa) rendant plus difficile le débouché du gaz. En réalité, une oscillation de part et d'autre de l'axe du système est observée. Comme nous le verrons plus tard, cette variation n'influence pas le processus d'atomisation (la période de battement étant bien supérieure à la durée du processus de cassure, l'écoulement peut donc être considéré comme stationnaire au cours de la fragmentation). Par ailleurs, la vitesse de l'écoulement décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'axe du système, pour atteindre des valeurs voisines de $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Des zones de recirculation sont également observées dans les régions proches des parois en raison des conditions limites imposées. La pression est constante dans le domaine et est très voisine de 6,6 MPa (figure 7.3.b). La température prend des valeurs proches de 300 K dans l'ensemble du domaine de calcul (figure 7.3.c). La différence maximale de température est de l'ordre de 0,5 K d'une extrémité à l'autre du maillage. C'est ce champ qui sert de base à l'injection des gouttes introduites au voisinage de l'écoulement (figure 7.1).



(a) Vitesse.



(b) Pression.



(c) Température.

FIGURE 7.3 – Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence.

7.4.2 Cassure des gouttes

Diamètre des gouttes

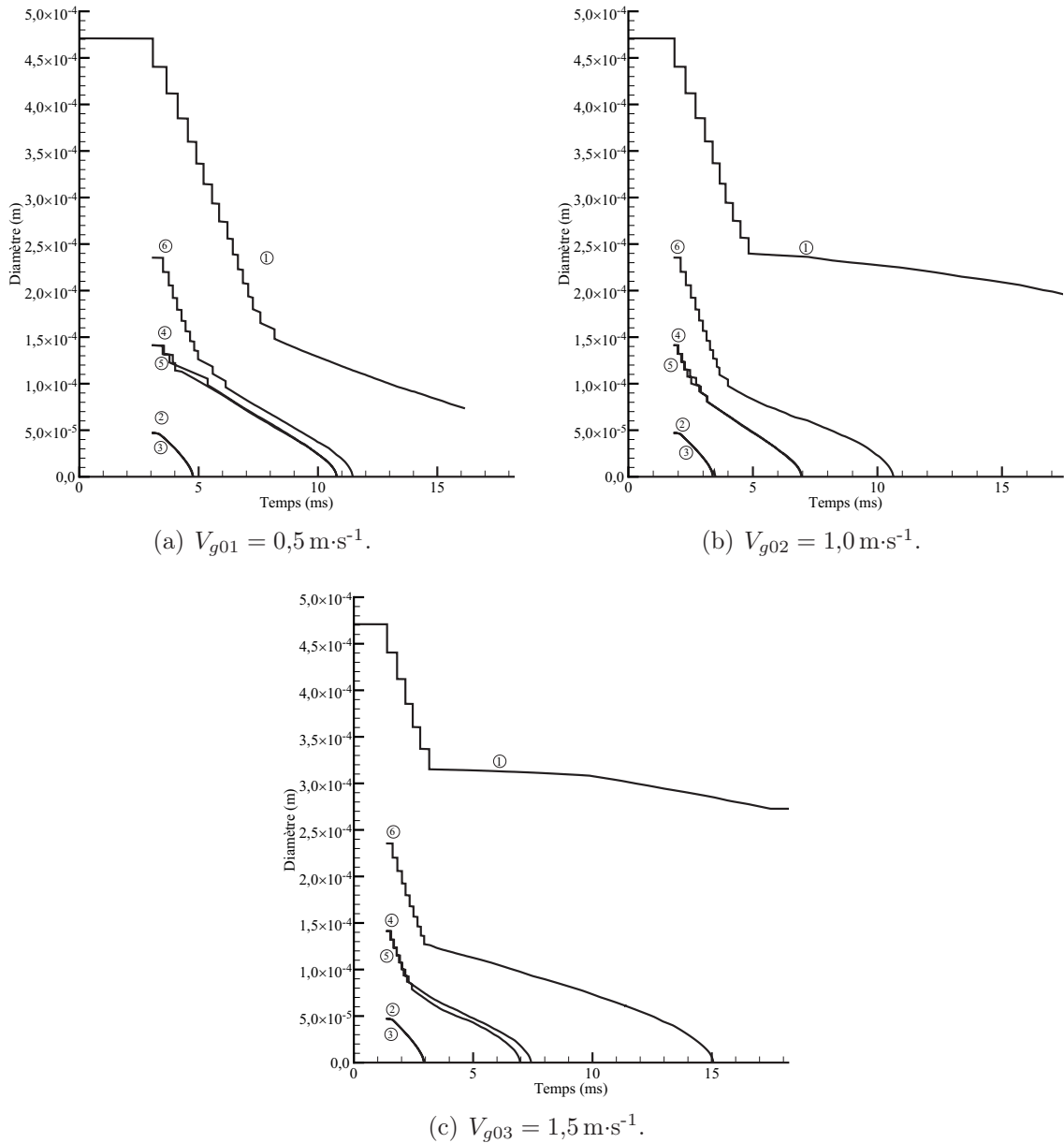


FIGURE 7.4 – Évolution temporelle du diamètre des gouttes issues de la première cassure.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la variation temporelle du diamètre des gouttes au cours du processus de cassure. La figure (7.4) présente les évolutions des diamètres des parcelles résultant de la première fragmentation de la goutte initiale pour les différentes vitesses initiales envisagées. Au début des simulations, la goutte initiale (goutte

①) se trouve dans une phase de transport lui permettant de parvenir jusqu'au jet. Au cours de cette période, les conditions qu'elle rencontre sont insuffisantes (vitesse relative trop faible pour atteindre un critère We/\sqrt{Re} suffisant) pour induire une fragmentation. La goutte se trouve par conséquent dans un régime de vaporisation pure. Après cette phase, en pénétrant dans le jet, la goutte subit les effets du cisaillement engendrés par l'écoulement, et elle se fragmente selon le régime de « bag », caractérisé par la formation de deux parcelles représentant 10 % du diamètre de la goutte initiale (gouttes ② et ③), deux de 30 % (gouttes ④ et ⑤) et une de 50 % (goutte ⑥) (*cf.* tableau 5.2). Il est à noter que le régime de cassure est identique pour les trois vitesses initiales considérées et correspond à celui observé par Vieille (1998) (*cf.* figure 5.1).

Par ailleurs, plus la vitesse initiale de la goutte est importante et moins elle subit d'étapes de fragmentation (de 16 fragmentations pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 6 pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Cette différence de comportement s'explique par le fait que les gouttes introduites dans le domaine ne font que traverser le jet gazeux sans y séjourner. En effet, comme le montre une comparaison du temps de traversée du jet (inversement proportionnel à la vitesse initiale de la goutte) avec le temps d'accélération (équation 7.1, d'après Taylor, 1963), la goutte ne peut pas s'adapter à la vitesse de l'écoulement (le temps de traversée est, dans le cas le plus défavorable, 4 fois plus faible que le temps d'accélération de la goutte). En séjournant sur une durée moins importante dans la zone de haute vitesse, la goutte subit par conséquent moins les processus de cassure induits par l'écoulement.

$$t_{acc} \approx \frac{4 \rho_L D_0}{3 \rho_G U C_D}, \text{ avec } C_D \approx 0,4 \quad (7.1)$$

Les dimensions des plus petits fragments (parcelles représentant 10 % du diamètre de la goutte initiale) sont insuffisantes pour qu'ils se fragmentent à leur tour. Ces gouttes sont alors en régime de vaporisation pure jusqu'à leur complète disparition. En revanche, le critère de cassure We/\sqrt{Re} (variant comme $D^{1/2}$) est suffisant pour que les plus gros fragments (ceux représentant 30 % et 50 % du diamètre de la goutte initiale) puissent se fractionner. Comme nous le verrons plus tard dans paragraphe consacré au critère de cassure, ces parcelles se cassent également selon le régime de « bag. »

Notons enfin que dans le cas où les deux processus (vaporisation et atomisation) agissant sur la réduction du diamètre de la goutte coexistent, la diminution du diamètre est essentiellement due à l'atomisation (parties verticales des courbes), alors que la vaporisation n'intervient que pour une très faible part (« marches » faiblement inclinées). Nous reviendrons sur l'inclinaison de ces « marches » lors de l'étude de l'évolution de la température des gouttes.

Cette évolution du diamètre des gouttes ne peut pas être comparée directement aux résultats expérimentaux de Vieille (1998). En effet, au cours de ses expérimentations, il ne détermine pas le diamètre des gouttes présentes de manière continue mais seulement en un nombre limité d'instants (*cf.* figure 5.5). Nous pouvons toutefois remarquer la persistance d'une goutte de diamètre important (dans la classe de diamètre 0,8–1,0 mm) sur une durée voisine de la moitié du temps total des processus de cassure (toutes les distributions étudiées font apparaître ce même comportement, *cf.* Vieille, 1998). Cette constatation nous permet donc de déduire un comportement similaire du diamètre des gouttes entre nos simulations et les expériences de Vieille (1998), à savoir que la goutte subit plus une érosion (avec génération de petits fragments et conservation d'une goutte de grande dimension) qu'une cassure franche (avec génération de gouttes de diamètres comparables). Cette conclusion est également appuyée par l'apparition d'un nombre important de petits fragments dans les classes de plus faible diamètre (classe 0,0–0,2 mm sur la figure 5.5).

Nombre total de gouttes

L'évolution du nombre total de gouttes se trouvant dans le domaine de calcul est représentée sur la figure (7.5) pour les différentes vitesses initiales envisagées. Dans un premier temps, nous constatons que le nombre maximal de gouttes (compris entre 300 et 350 pour les différentes vitesses considérées) est très peu influencé par la vitesse initiale de la goutte injectée dans le maillage. En revanche, ce maximum apparaît de manière plus précoce quand la vitesse initiale de la goutte introduite augmente. Ce décalage est la conséquence de la plus faible période de transport observée en début de simulation entraînant une apparition plus rapide des premiers fragments.

D'une manière générale, quatre phases distinctes sont identifiables sur ces courbes. Tout d'abord, au cours de la période de transport en direction du jet, le nombre de gouttes est constant car seule la goutte injectée existe dans le domaine. Après cette étape, la goutte initiale ainsi que les fragments secondaires (dans la mesure où le diamètre et la vitesse relative le permettent) subissent les effets du processus d'atomisation, provoquant une forte augmentation du nombre total de parcelles présentes dans le maillage. Une phase caractérisée par une importante réduction du nombre de parcelles prend place quand le processus de cassure s'achève (les gouttes sortent du jet). Cette période est la conséquence de la rapide vaporisation des plus petites gouttes qui n'est plus compensée par la création de nouveaux fragments. Enfin, une diminution à un rythme moins soutenu du nombre de gouttes apparaît en fin des simulations. Cette phase est le résultat de la vaporisation plus lente des gouttelettes les plus grosses.

Ce nombre de gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul ne peut pas être comparé

aux résultats de Vieille (1998). En effet, au cours des simulations (et en particulier dans les cas présentés ici), des fragments de diamètre inférieur à $50\ \mu\text{m}$ sont générés alors qu'une limitation optique du dispositif expérimental en interdisait l'observation.

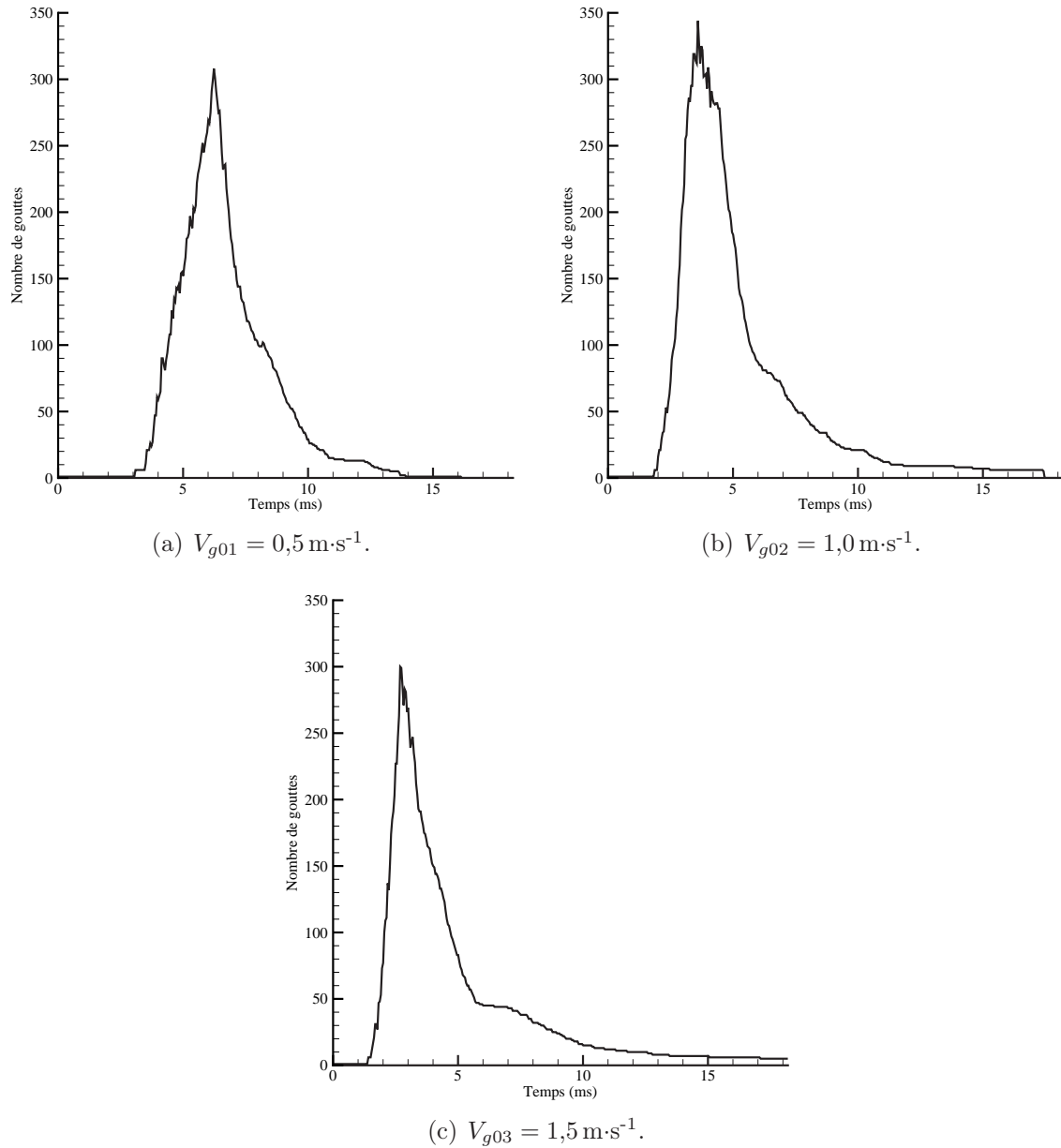


FIGURE 7.5 – Évolution temporelle du nombre total de gouttes dans le domaine de calcul.

Température des gouttes

La figure (7.6) présente l'évolution temporelle de la température des gouttes issues de la première cassure pour les différentes vitesses d'injection envisagées. Tout d'abord, la

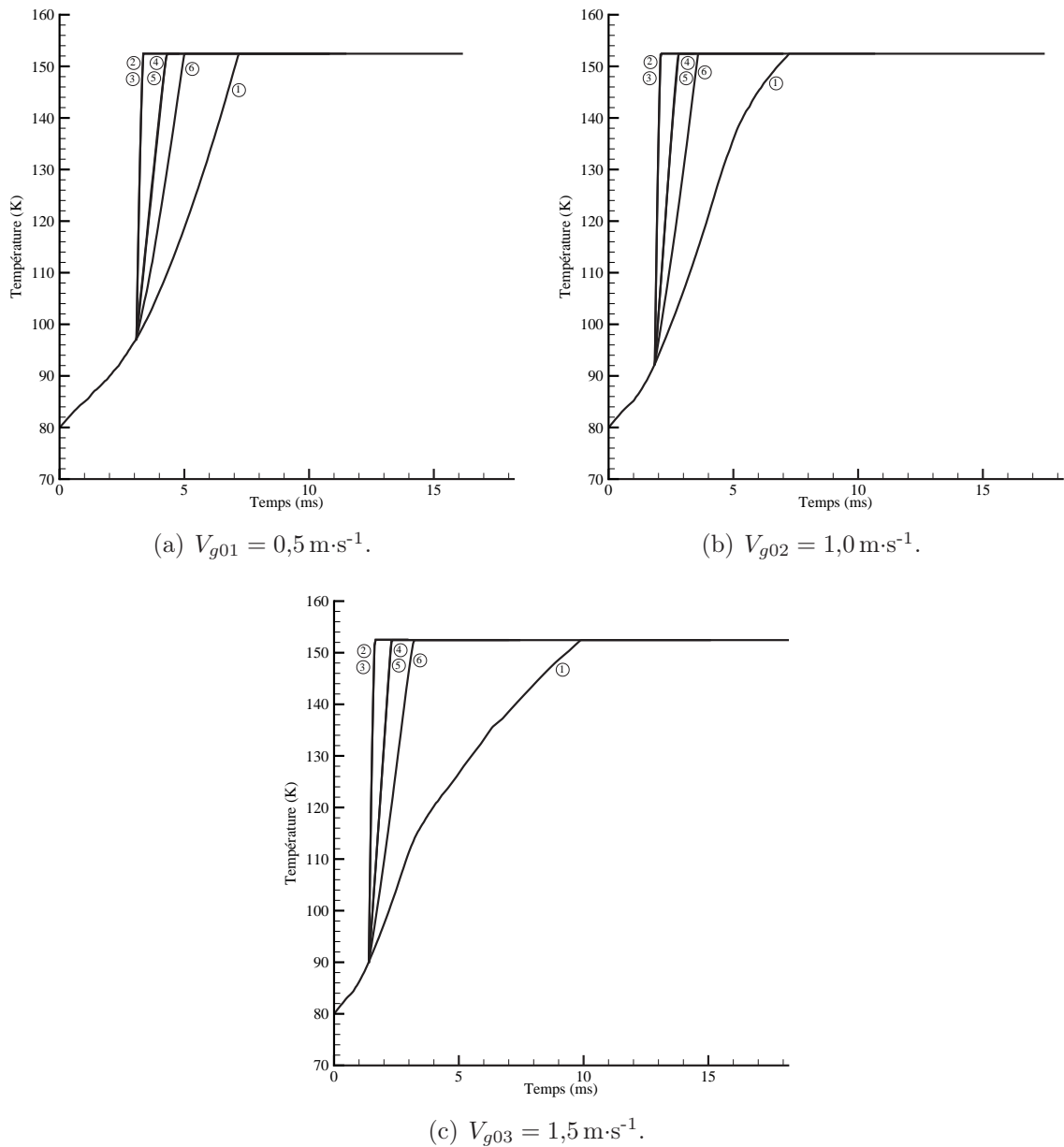


FIGURE 7.6 – Évolution temporelle de la température des gouttes issues de la première cassure.

variation de la température de la goutte initiale (goutte ①) est indirectement influencée par la vitesse d'injection imposée. En effet, en raison de la plus forte diminution du diamètre provoquée par un plus grand nombre de cassures, la température de la goutte initiale dans le cas $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (figure 7.6.a) augmente plus rapidement que pour les vitesses les plus importantes ($V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ou encore $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur les figures 7.6.b et 7.6.c). Cette différence de comportement traduisant simplement une plus grande inertie thermique des gouttes les plus grosses. Cette remarque est également valable pour

les gouttes secondaires générées au cours de la fragmentation qui voient leur température croître d'autant plus rapidement que leur diamètre est faible (gouttes ② et ③ par rapport aux gouttes ④ et ⑤ ou encore ⑥). La température de plafonnement (152,4 K) observée pour toutes les gouttes ainsi que pour les différentes vitesses d'injection correspond à la température d'ébullition de l'oxygène liquide sous une pression de 6,6 MPa.

L'évolution de la température des gouttes est également responsable de la variation d'inclinaison (caractéristique de la vitesse de vaporisation de la goutte) des « marches » observée sur la figure (7.4). La vitesse de décroissance du diamètre est accentuée par l'augmentation de la température de la goutte induisant une plus forte vaporisation.

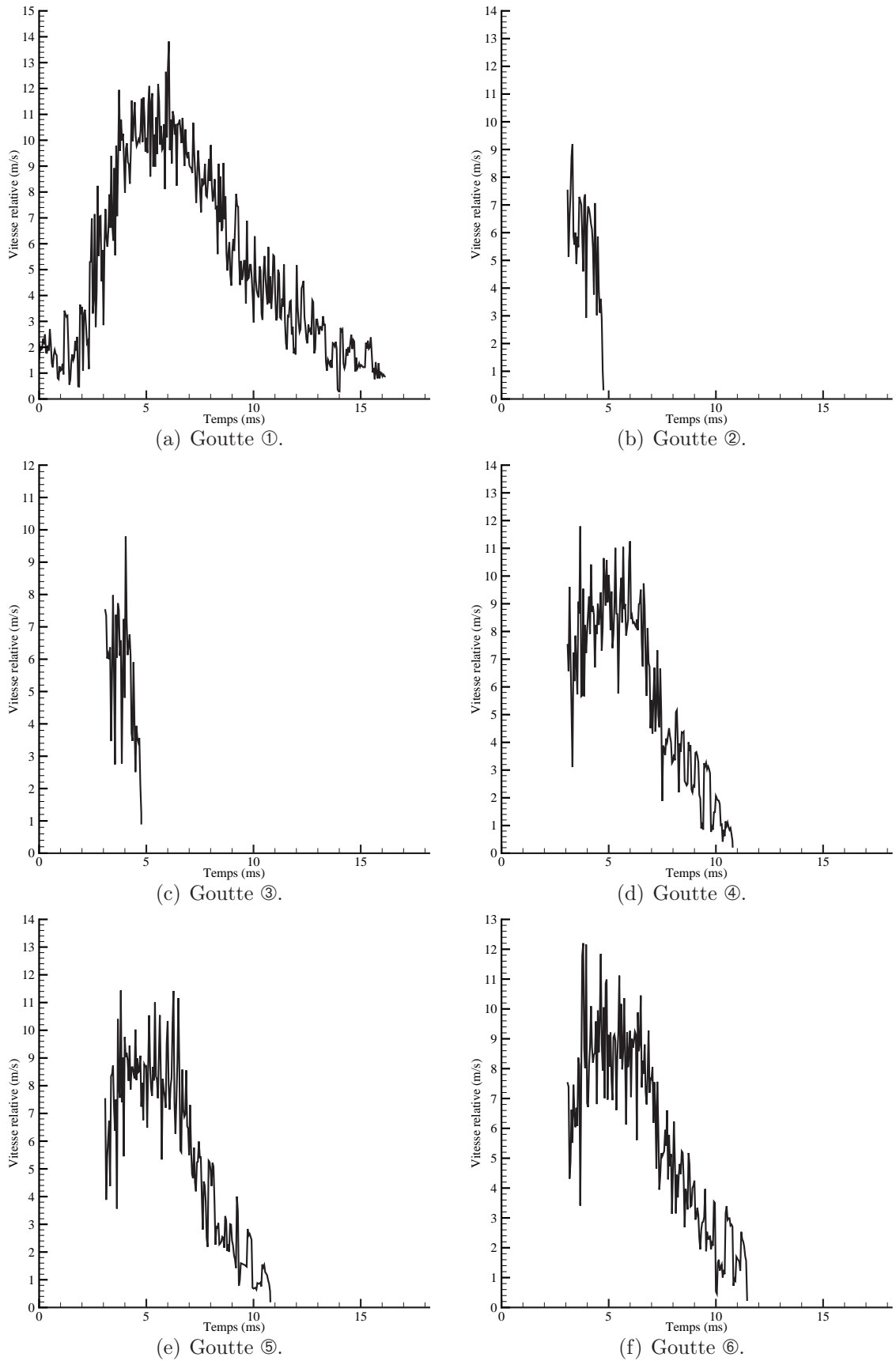
Au cours de ses expériences, Vieille (1998) ne déterminais la température de la goutte initiale (voisine de 80 K) qu'au moment de son injection dans la chambre haute pression. Aucune mesure de l'évolution de la température des fragments liquides (résidu de la goutte initiale et gouttes secondaires) n'est effectué au cours du processus de cassure. Il nous est donc impossible de comparer les évolutions issues de nos simulations aux résultats expérimentaux de Vieille (1998).

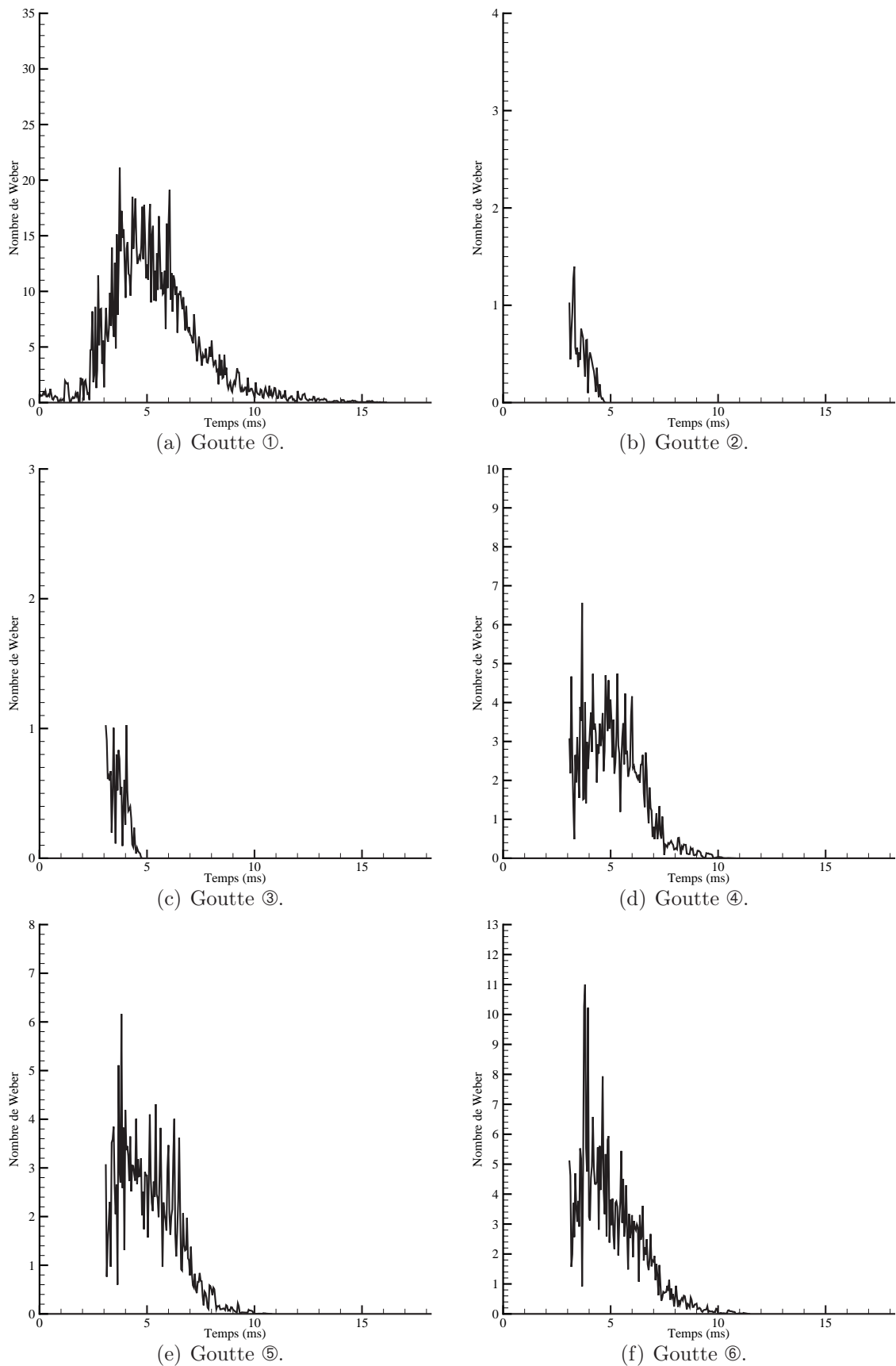
Vitesse relative, nombres de Weber et de Reynolds

Nous présentons dans ce paragraphe la vitesse relative (figure 7.7), le nombre de Weber (figure 7.8) et le nombre de Reynolds (figure 7.9) pour les gouttes issues de la première cassure, en nous limitant au cas $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (les courbes correspondant aux cas $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sont regroupées dans l'annexe A).

Dans un premier temps, en raison même de la définition des nombres de Weber et de Reynolds en fonction de la vitesse relative de la goutte (relations 1.2 et 1.3), le comportement des grandeurs observées sur ces graphiques est similaire. De plus, sur ces courbes, nous observons que les effets de la turbulence apparaissent sous forme d'oscillations rapides et aléatoires de la vitesse relative de la goutte par rapport à l'écoulement.

Par ailleurs, en observant le comportement de la vitesse relative de la goutte initialement introduite dans le domaine de calcul (goutte ① sur la figure 7.7.a), nous pouvons retrouver les différentes régions traversées par celle-ci au cours de son cheminement dans le maillage. C'est ainsi qu'au début de la simulation (de 0 à environ 2,2 ms), en se dirigeant vers le jet, la goutte transite dans une région de faible vitesse. Sa vitesse relative, résultant de la différence entre sa vitesse (petite car de l'ordre de celle imposé à son introduction dans le domaine) et celle de l'écoulement est alors également faible. La goutte, en pénétrant dans une région à grande vitesse voit alors sa vitesse relative fortement augmenter (entre environ 2,2 ms et 3,6 ms). C'est en atteignant cette zone que la goutte commence à subir les différentes fragmentations. Une fois au cœur de l'écoulement, la

FIGURE 7.7 – Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE 7.8 – Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

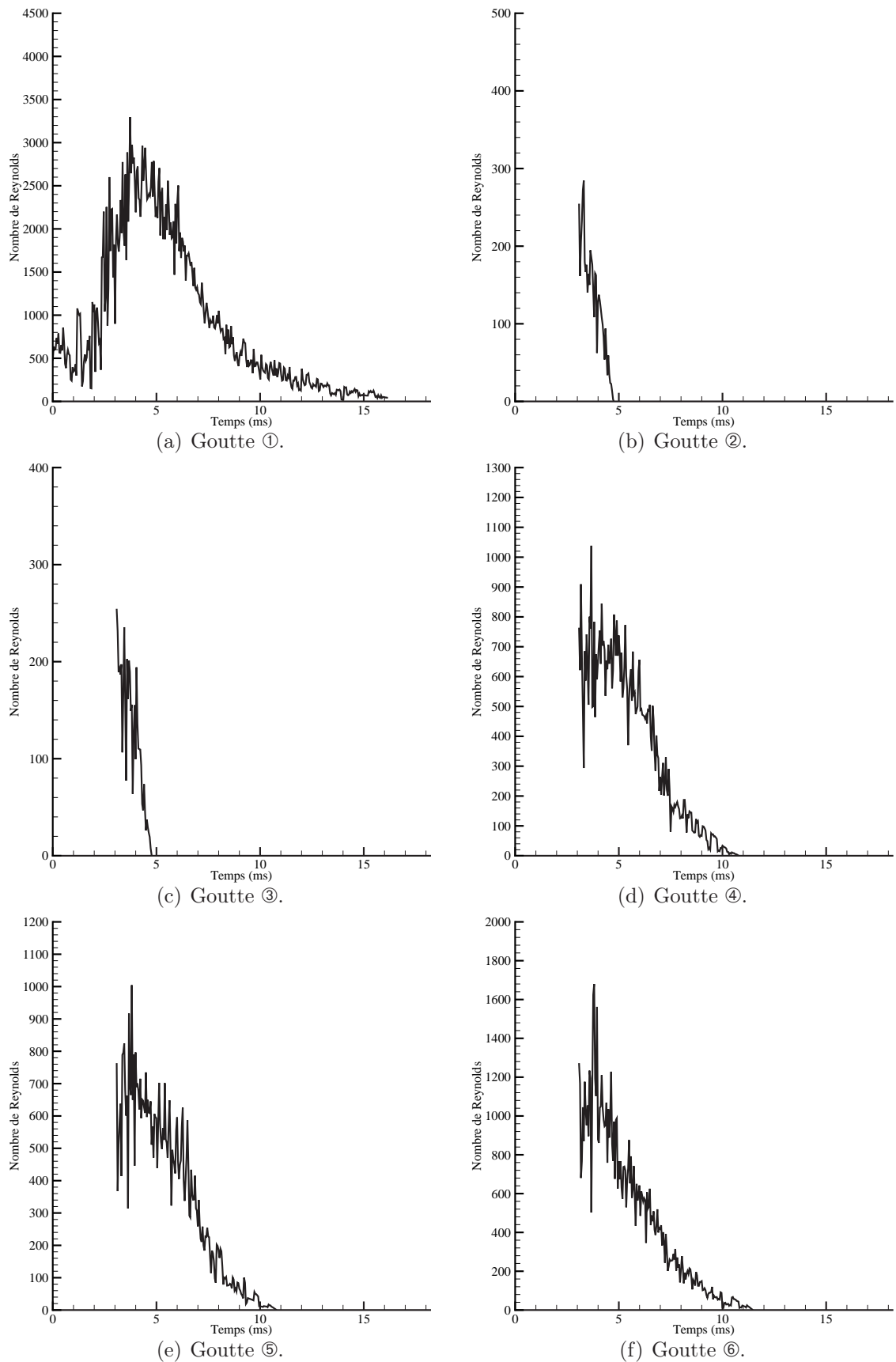


FIGURE 7.9 – Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

goutte le traverse de part en part (entre 3,6 ms et environ 6 ms). La vitesse relative reste alors quasi-constante avec une valeur proche de celle imposée à l'écoulement en sortie de la buse d'injection. La faible variation de la vitesse relative dans cette zone nous indique bien, comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, que la goutte ne s'adapte pas à la vitesse de l'écoulement. C'est également dans cette région qu'elle est exposée à la majorité des étapes de cassure. Enfin, en sortant du jet, la vitesse diminue de manière plus progressive en raison de sa déviation dans des zones d'écoulement à vitesse encore relativement importante (figure 7.11.a). La décroissance est plus rapide dans les cas de $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (annexe A), car la goutte moins déviée séjourne sur une période plus restreinte dans le jet (figures 7.11.b et 7.11.c). Les courbes concernant les gouttes générées (gouttes ② à ⑥) ne font apparaître que certains de ces comportements en raison de leur création directement dans le jet où à cause de leur rapide disparition (gouttes ② et ③).

Au cours de ses expériences, Vieille (1998) assimile la vitesse relative de la goutte par rapport à l'écoulement (utilisée dans le calcul des nombres de Weber et de Reynolds) à la vitesse débitante du gaz en sortie de la buse d'injection. Cette hypothèse peut être vérifiée sur la figure (7.7.a) pour laquelle la vitesse relative maximale est très voisine de la vitesse d'injection du gaz (à savoir $11 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, cf. tableau 7.2). Nous parvenons donc, au cours des simulations, à des vitesses relatives pleinement en accord avec celles observées expérimentalement. Par ailleurs, en raison même des définitions des nombres de Weber et de Reynolds à partir de la vitesse relative (relations 1.2 et 1.3), nous pouvons déduire que ces deux grandeurs (cf. figures 7.8 et 7.9) sont comparables à celles observées expérimentalement par Vieille (1998) (bien qu'il ne présente pas de telles évolutions temporelles pour ces deux nombres).

Critère de cassure

Dans ce paragraphe, nous ne considérons que les gouttes (goutte initiale et fragments secondaires générés au cours de la première cassure) subissant des fragmentations (gouttes ①, ④, ⑤ et ⑥). Nous présentons alors sur la figure (7.10), l'évolution du critère de cassure du modèle d'atomisation (valeur de C apparaissant dans la relation 5.1 du chapitre 5), en nous limitant au cas $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (les courbes relatives à $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sont regroupées dans l'annexe A).

Dans un premier temps, nous remarquons que toutes les gouttes se fractionnent selon le régime « bag. » Effectivement, dans le cas où la valeur de C excède 0,25 (limite inférieure d'observation d'un régime de cassure), elle reste néanmoins inférieure à 0,7 (limite d'observation du régime « transitional »).

Par ailleurs, après sa pénétration dans le jet (caractérisée par une rapide croissance du

critère de cassure), la cassure de la goutte est rapidement amorcée (le critère de cassure atteint rapidement une valeur supérieure à 0,25). Pour les autres gouttes (gouttes ④, ⑤ et

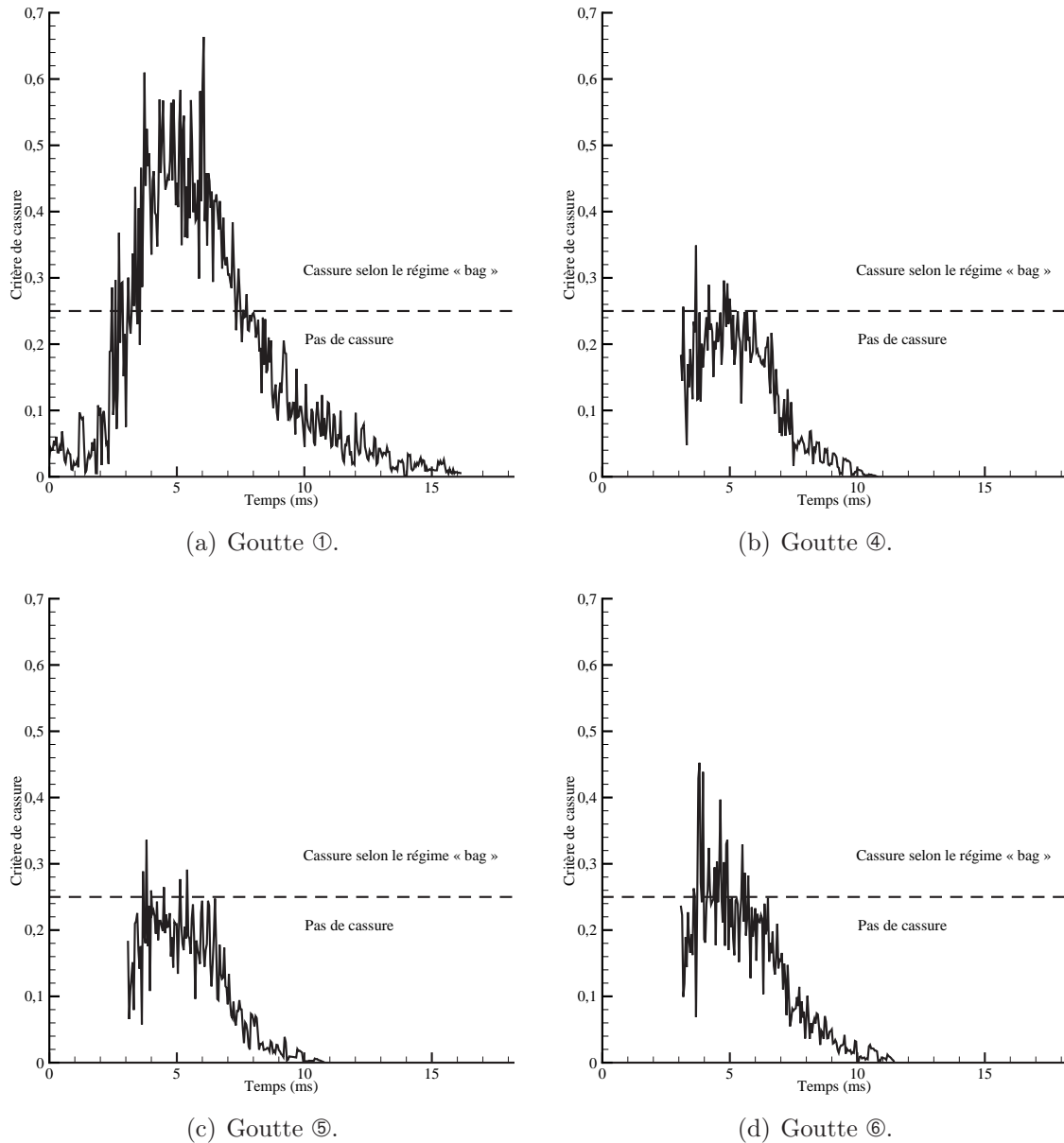


FIGURE 7.10 – Évolution du critère de cassure des gouttes se fractionnant pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

dans une moindre mesure la goutte ⑥), la durée sur laquelle se produisent les cassures est très restreinte. En effet, après quelques valeurs induisant une cassure (pics dépassant la valeur 0,25), le critère de cassure diminue rapidement pour finalement adopter des valeurs faibles, insuffisantes pour provoquer une fragmentation.

En ne considérant que le critère de cassure de la goutte initialement introduite dans le domaine de calcul (goutte ① sur la figure 7.10.a), nous parvenons à une fragmentation

selon le mode « bag » (et limité à ce régime). C'est également ce régime que Vieille (1998) observe dans des conditions expérimentales comparables (en vitesse initiale du gaz, pression dans l'enceinte et diamètre initial de la goutte). En revanche, aucune étude de l'atomisation des fragments secondaires n'ayant été menée, il nous est impossible de comparer ce critère pour les gouttes ④, ⑤ et ⑥ (figures 7.10.b, 7.10.c et 7.10.d) à des données expérimentales.

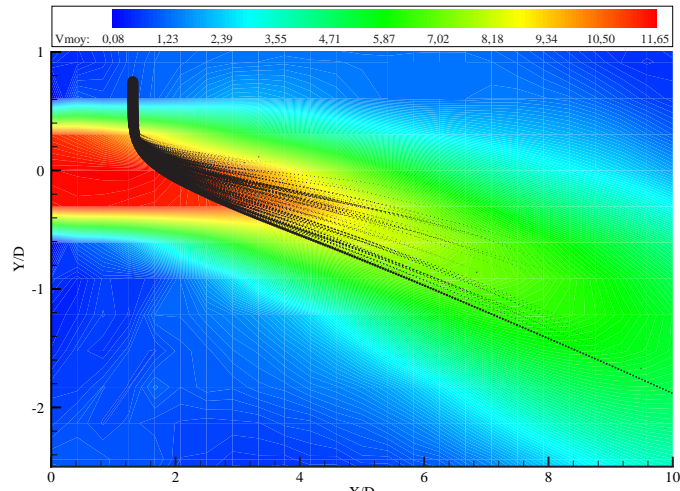
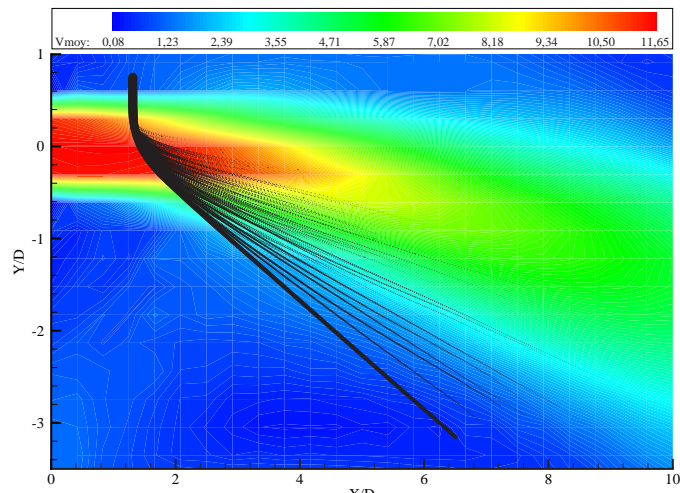
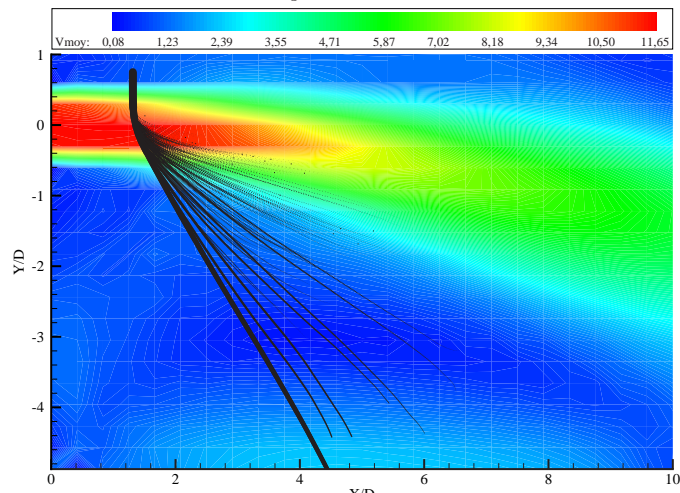
Superposition du champ de vitesse moyen et des gouttes

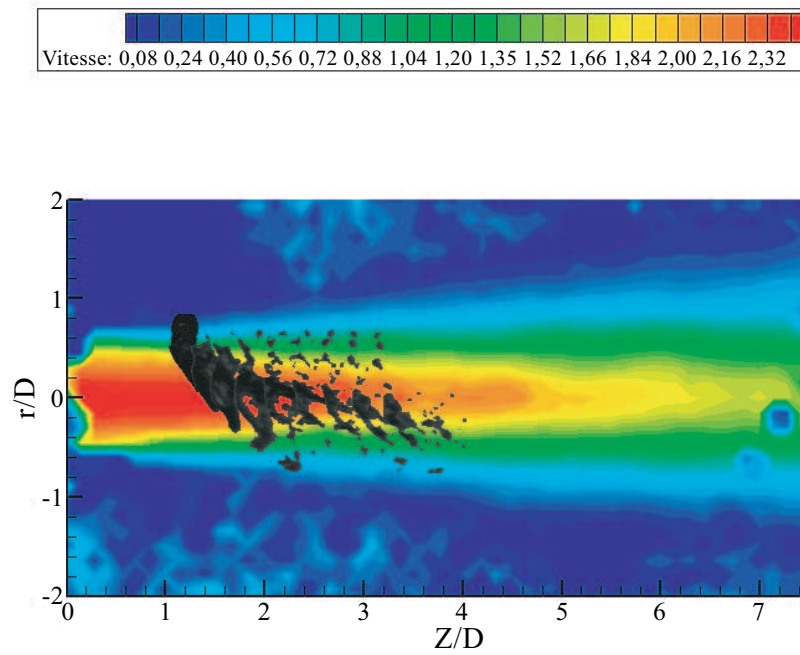
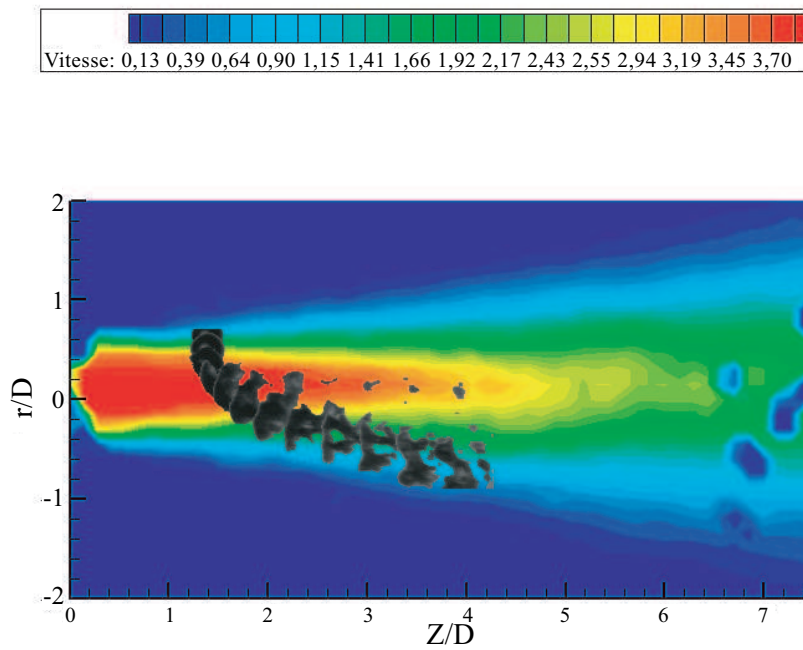
Une superposition du champ moyen de vitesse (obtenu par moyenne sur l'intégralité des simulations, soit 18,2 ms) et des gouttes sur la totalité de la simulation est représentée sur la figure (7.11) pour les trois vitesses d'injection considérées. Cette figure permet essentiellement de mettre en évidence les zones de l'écoulement traversées par les gouttes au cours de leurs déplacements dans le domaine de calcul. Par ailleurs, cette représentation montre que la majorité des processus de cassure se déroulent dans les zones pour lesquelles la vitesse de l'écoulement est la plus importante.

Les effets de la vitesse d'introduction de la goutte primaire sont également mis en évidence par ce type de figure. En effet, nous constatons que plus cette vitesse initiale est importante, moins cette goutte (aisément repérable par la trajectoire la plus épaisse) est déviée par l'écoulement. Cette plus faible déflexion de trajectoire est responsable de la sortie plus précoce du jet, et donc d'une décroissance plus brusque de la vitesse relative des nombres de Weber et de Reynolds, ainsi que du critère de cassure dans les cas $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (*cf.* annexe A).

De plus, dans le cas de $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, la goutte initialement introduite dans le domaine de calcul reste dans l'écoulement (dans la zone aval, où sa vitesse décroît fortement). C'est ce comportement qui est responsable de la plus longue durée d'atomisation de la première goutte (figure 7.4.a) par rapport aux cas V_{g02} et V_{g03} (figures 7.4.b et 7.4.c). Vieille (1998) a lui aussi constaté ce type de comportement pour certaines conditions proches de celles considérées ici (figure 7.12). Il observe également des gouttes qui traversent le jet de part en part (figure 7.13), comme nous l'observons, en particulier, dans le cas $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (figure 7.11.c).

Enfin, nous constatons que le résidu de la goutte initialement introduite dans le maillage quitte le domaine avant la fin de la simulation. Un allongement du domaine aurait permis de visualiser le processus de vaporisation jusqu'à la disparition totale de la goutte sans pour autant apporter de nouvelles informations sur le comportement du modèle de cassure (les fragmentations cessant avant que les gouttes ne sortent du maillage).

(a) $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.(b) $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.(c) $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.FIGURE 7.11 – Superposition du champ moyen de vitesse et des gouttes en cours de cassure (V_{moy} en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

FIGURE 7.12 – Exemple de goutte restant dans le jet (Vieille, 1998, p. 104). (vitesse en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)FIGURE 7.13 – Exemple de goutte traversant le jet (Vieille, 1998, p. 104). (vitesse en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement du modèle de cassure implanté dans le code THÉSÉE, et comparé les résultats des simulations aux données expérimentales de Vieille (1998). Dans un premier temps, nous avons mis en évidence que la réduction du diamètre de la goutte initialement introduite dans le domaine de calcul est essentiellement due au processus de fragmentation, et seulement pour une très faible part à la vaporisation. De plus nous constatons, comme dans le cas des expériences de Vieille (1998), la persistance d'une goutte de diamètre important, permettant de déduire que la cassure se rapproche plus d'un arrachage de petits fragments que d'une cassure franche en fragments de dimensions comparables.

D'autre part, la vitesse d'injection de la goutte dans le maillage conditionne le nombre d'étapes de fragmentation subies par la goutte, sans pour autant fortement influencer le nombre maximum de gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul (qui reste toutefois modéré). Cette vitesse initiale joue aussi un rôle dans la dynamique de la cassure, en ce sens que l'apparition des premiers fragments secondaires est plus précoce quand la vitesse est plus importante.

La vitesse relative de la goutte au cours des différentes fragmentations est très proche de la vitesse débitante du gaz. Cette constatation nous permet alors de vérifier l'hypothèse utilisée par Vieille (1998) pour le calcul des paramètres caractéristiques de la cassure (nombres de Weber et de Reynolds, et par conséquent du temps d'initiation). Les régimes de fragmentation obtenus dans des conditions comparables aux expériences sont également bien reproduits par notre modèle de cassure secondaire.

Enfin, les superpositions du processus de cassure avec le champ de vitesse moyen nous conduisent à des observations similaires à celles de Vieille (1998), à savoir que la goutte traverse l'écoulement de part en part ou qu'elle séjourne pendant une période plus ou moins brève dans l'écoulement.

Chapitre 8

Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas non réactif

8.1 Introduction

Pour nous rapprocher des conditions de fonctionnement d'un système réel, nous reproduisons le dispositif MASCOTTE présenté dans le chapitre 4. Dans un premier temps, nous nous limitons à l'étude de la formation du brouillard dans des conditions non réactives (les résultats concernant les simulations dans le cas réactif seront présentés dans le chapitre 9). Dans ce chapitre, nous étudions essentiellement l'importance du processus d'atomisation sur la structure finale du brouillard, ainsi que l'influence des conditions d'injection des gouttes primaires sur les distributions finales des gouttelettes constituant le brouillard en fin de simulation. L'influence du processus de fragmentation sur la composition finale de l'écoulement est également évaluée.

8.2 Domaine de calcul

8.2.1 L'injecteur coaxial

L'injection des fluides dans le domaine de calcul s'effectue par l'intermédiaire d'un injecteur coaxial représentatif de ceux utilisés avec le dispositif MASCOTTE. La géométrie de cet injecteur est reproduite sur la figure (8.1), et ses dimensions sont regroupées dans le tableau (8.1).

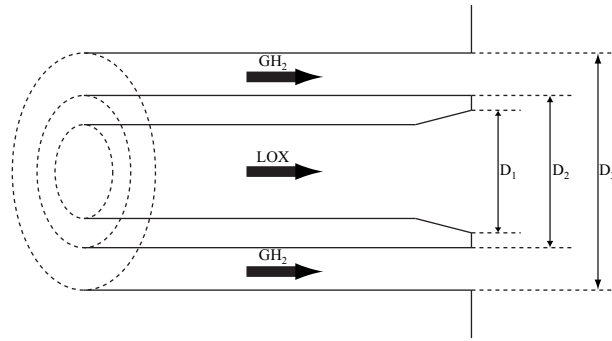


FIGURE 8.1 – Géométrie de l'injecteur coaxial utilisé.

Diamètre	D ₁	D ₂	D ₃
Valeur (mm)	5,0	5,6	12,0

TABLEAU 8.1 – Dimensions de l'injecteur coaxial.

8.2.2 Domaine de calcul

Le domaine de calcul utilisé, reprenant les dimensions du dispositif MASCOTTE, est représenté sur la figure (8.2). Ce maillage se résume à une géométrie dégénérée 2D axi-symétrique, avec un angle d'ouverture de 5° . Il se compose de 4 223 éléments de type hexaèdre et de 8 838 nœuds. Sa longueur (hors buse d'injection de l'hydrogène) est de 400 mm ($X/D_1 = 80$), et sa hauteur est de 28 mm ($Y/D_1 = 5,6$). La buse d'injection de 8 mm de longueur ($X/D_1 = 1,6$) permet d'homogénéiser les propriétés de l'hydrogène (profil de vitesse avec la loi de paroi utilisée, température...) avant sa pénétration dans le domaine de calcul proprement dit, ainsi que d'amortir les éventuelles fluctuations (vitesse, pression...) générées au cours de l'injection.

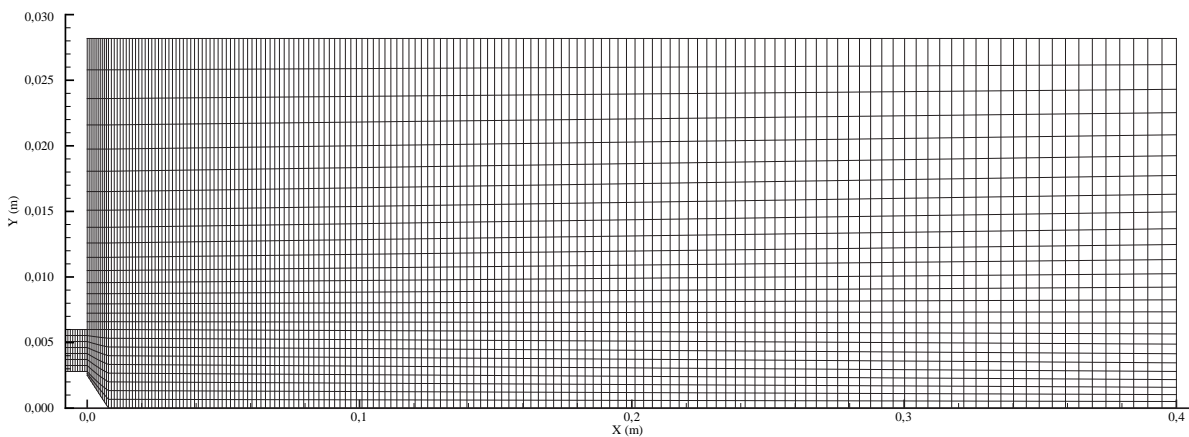


FIGURE 8.2 – Maillage du banc d'essai MASCOTTE utilisé avec le code THÉSÉE.

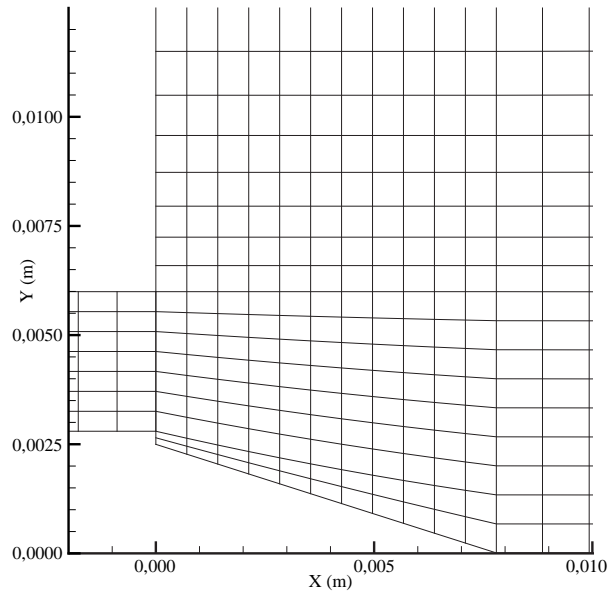


FIGURE 8.3 – Détail de la zone d’injection des gouttes d’oxygène liquide.

L’oxygène liquide est introduit sous forme de gouttes en surface d’un cœur potentiel, représenté par la partie inclinée du maillage (figure 8.3). Sa longueur L_c ($= 7,8$ mm) est donnée par la relation (8.1) (Villermaux, 1998a) :

$$L_c = \frac{6 D_1}{\sqrt{J}} \quad (8.1)$$

Nous reviendrons plus précisément sur les conditions d’injection (vitesses, positions, distributions...) des gouttes d’oxygène liquide dans le paragraphe 8.3.3.

8.3 Conditions de simulations

8.3.1 Conditions générales

Les conditions d’injection de l’oxygène liquide (LOX) et de l’hydrogène gazeux (GH_2) dans le domaine de calcul sont regroupées dans le tableau (8.2). Ces propriétés correspondent aux spécifications du cas test n°2 du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » qui s’est déroulé du 25 au 27 mars 2001 à Lampoldshausen en Allemagne (Haidn, 2001), et dont l’objectif principal était de faire un état des lieux des outils de modélisation disponibles dans le domaine de la simulation des écoulements rencontrés dans les moteurs-fusées. Avec ces conditions, les valeurs de J , M et du nombre de Reynolds (évalué à partir du diamètre de la zone d’injection de l’hydrogène gazeux : $D_3 - D_2$) sont

respectivement de 15,3, 2,11 et environ 200 000.

	Hydrogène (GH ₂)	Oxygène (LOX)
Pression (MPa)	1,0	1,0
Débit (g·s ⁻¹)	23,7	50,0
Température (K)	287	85
Densité (kg·m ⁻³)	0,84	1 170
Capacité calorifique (J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	14 300	1 690
Vitesse (m·s ⁻¹)	319	2,18
Viscosité (kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹)	$8,6 \times 10^{-6}$	$1,94 \times 10^{-4}$
Tension superficielle (N·m ⁻¹)	–	$1,44 \times 10^{-2}$

TABLEAU 8.2 – Conditions de simulations dans le cas MASCOTTE.

8.3.2 Modèles utilisés - Calculs réalisés

Au cours des simulations, et dans le but d’obtenir une précision suffisante sur les paramètres (tension superficielle, viscosités, densités...) intervenant dans le modèle de cassure, une thermodynamique variable (avec la pression et la température) est utilisée. Les différentes lois issues de Reid *et al.* (1987) employées sont regroupées dans l’annexe B.

Les simulations sont réalisées avec un pas de temps de l’ordre de $8,8 \times 10^{-8}$ s, sur environ 200 000 itérations (succédant au début de l’injection des gouttes d’oxygène liquide). Le temps total physique des calculs est alors de l’ordre de 17,6 ms. Cette durée est suffisante pour que les gouttes introduites dans le domaine de calcul puissent subir la totalité des étapes de cassure. En effet, une évaluation du temps d’initiation (équation 5.2) dans le cas le plus défavorable (dans le cas de la distribution avec $D_{ini} = 150 \times 10^{-6}$ m définie dans le paragraphe 8.3.3) montre qu’il est environ 1 000 fois plus faible que la durée totale de la simulation. Ces simulations nécessitent alors environ 600 heures sur supercalculateur SILICON GRAPHICS ORIGIN 2000, et génèrent environ 20 Go de données pour chaque distribution envisagée (*cf.* paragraphe 8.3.3). Par ailleurs, les simulations sont effectuées dans des conditions turbulentes par l’intermédiaire d’un modèle $k-\varepsilon$, avec une dispersion turbulente pour la phase dispersée et une vaporisation utilisant une loi en D^2 classique (*cf.* paragraphe 2.4).

8.3.3 Injection des gouttes d’oxygène liquide

Vitesse initiale - Angle d’injection

L’oxygène liquide est introduit dans le domaine de calcul sous forme de gouttelettes sphériques (permettant de s’affranchir du processus de cassure primaire), dont la position est

tirée aléatoirement le long du cœur potentiel liquide (figure 8.3). En fonction de cette localisation de la goutte, nous évaluons l'angle θ par rapport à l'axe du maillage (*cf.* figure 8.4) par la relation (8.2) proposée par Care (1990) :

$$\theta(x) = \arctan \left[\frac{\frac{D_1}{2} \left(1 - \frac{x}{L_c}\right)}{x + \frac{D_1}{2 \tan \theta_i}} \right], \text{ avec } \tan \theta_i = 0,68 \left(\frac{U_g}{U_l} - 1 \right) \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (8.2)$$

La vitesse U_{g0} des gouttes est quant à elle déterminée par la relation :

$$U_{g0}(\theta) = \frac{U_n}{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha - \theta\right)}, \text{ avec } \alpha = 17,7^\circ \text{ et } U_n = 0,66 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1} \quad (8.3)$$

La valeur de U_n est calculée en posant $\theta(L_c) = 0$ et $U_{g0} = U_l = 2,18 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (vitesse pour $x = L_c$, *cf.* tableau 8.2). La vitesse initiale de la goutte est alors d'autant plus importante qu'elle est injectée loin sur le cœur potentiel liquide.

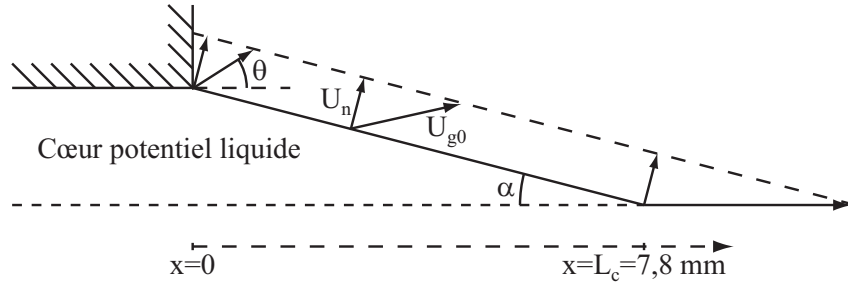


FIGURE 8.4 – Méthode d'injection des gouttes d'oxygène liquide.

Distributions initiales

Dans le but de vérifier l'importance des dimensions des gouttelettes introduites dans le domaine de calcul sur la structure finale du brouillard, différentes distributions initiales sont envisagées. La première est une distribution de type Rosin-Rammler, de diamètre moyen de Sauter $D_{32RR} = 82 \times 10^{-6} \text{ m}$, définie par la relation (8.4) (pour cette distribution, le diamètre maximal des gouttes injectées est $D_{max} = 360 \mu\text{m}$) :

$$1 - \nu_c(D) = \exp \left[- \left(\frac{D}{D_{RR}} \right)^N \right], \text{ avec } D_{RR} = 130 \times 10^{-6} \text{ m} \text{ et } N = 2,25 \quad (8.4)$$

Tout en conservant la valeur du débit d'oxygène liquide ($\dot{m}_{LOX} = 50 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$), nous considérons quatre distributions initiales monodisperses pour l'injection des gouttelettes

(nous avons alors $D_{32} = D_{10} = D_{ini}$). Les diamètres des gouttes introduites dans le domaine de calcul permettent ainsi d'encadrer la valeur $D_{32RR} = 82 \times 10^{-6}$ m de la distribution précédente. Les diamètres initiaux sont alors 50×10^{-6} m, 82×10^{-6} m, 100×10^{-6} m et 150×10^{-6} m.

Enfin, à titre de comparaison, et pour évaluer l'importance du processus de cassure sur les propriétés finales du brouillard, nous réalisons également une simulation avec une distribution initiale de Rosin-Rammler (équation 8.4), pour laquelle le modèle d'atomisation secondaire n'est pas activé.

8.4 Champ gazeux initial

Avant d'introduire les gouttelettes d'oxygène liquide dans le maillage, nous effectuons une étape de calcul au cours de laquelle seule l'injection de l'hydrogène est considérée. Cette phase permet de s'assurer que les gouttes introduites dans le domaine de calcul subiront bien les conditions spécifiées dans le tableau (8.2), et que le champ gazeux est parfaitement développé. À la fin de cette période de convergence, l'écoulement a alors l'allure présentée sur la figure (8.5). Ce champ servira de base pour les différents calculs du processus de cassure, aussi bien dans le cas non réactif (paragraphes suivants) que dans le cas réactif (chapitre 9).

Dans un premier temps, nous constatons que la vitesse (figure 8.5.a) en sortie du canal d'injection est très voisine des $319 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ fixés, et qu'elle décroît très rapidement avec la direction radiale. Par ailleurs, en raison même des conditions imposées (vitesse essentiellement axiale en sortie de la buse d'injection), la décroissance axiale de la vitesse est beaucoup plus faible que dans la direction radiale. Cette propriété permettra aux gouttes de rester dans des zones de fortes vitesses tout au long du processus de cassure (*cf.* paragraphe 8.5). Une zone de recirculation à faible vitesse est également observée dans les zones proches des parois en raison des conditions imposées (parois sans glissement).

Le profil de pression totale (pression statique et pression dynamique) dans le maillage fait apparaître les effets de l'importante vitesse du jet en sortie de buse (figure 8.5.b). En effet, cette vitesse génère une surpression dynamique dans le jet qui est au maximum de 42 kPa (restant tout de même très inférieure à la pression statique qui est de l'ordre de 1,0 MPa dans l'ensemble du domaine). En dehors de cette région, la pression est quasi constante et très voisine de la pression imposée dans les spécifications regroupées dans le tableau (8.2).

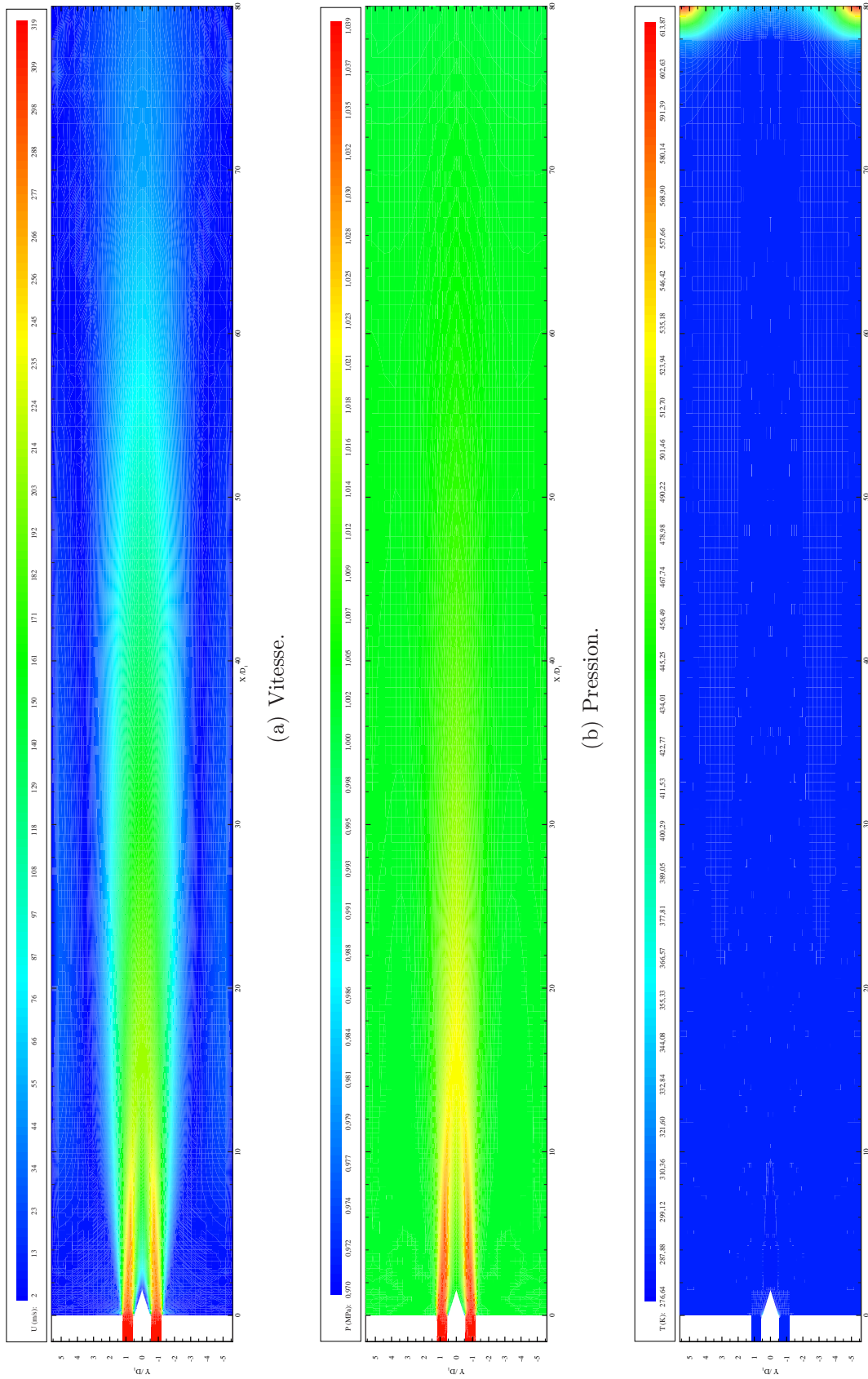


FIGURE 8.5 – Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence.

Enfin, la température est uniforme et voisine de 287 K dans l'ensemble du domaine de calcul (figure 8.5.c), excepté pour les zones proches du débouché gazeux (pour $X/D_1 > 78$). Cette variation de température résulte de la condition de sortie imposée sur la limite (température à l'extérieur du domaine de l'ordre de 650 K). Cet accroissement de température n'intervient pas dans le processus de cassure qui se déroule dans des régions très localisées et proches de l'injection (paragraphe 8.5).

8.5 Propriétés du brouillard

Dans ce paragraphe, nous présentons les différentes caractéristiques du brouillard se trouvant dans le domaine de calcul. Ces résultats sont issus de moyennes effectuées sur environ 200 fichiers de caractéristiques de gouttes (séparés par 500 itérations), obtenus après le développement complet du brouillard dans le maillage (représentant alors environ 7 000 000 gouttes pour les simulations utilisant le modèle d'atomisation secondaire). Ces moyennes correspondent ainsi à une durée représentant la moitié de la simulation (100 000 itérations pour un temps physique de 8,8 ms).

8.5.1 Nombre de gouttes

Nombre total de gouttes

Le tableau (8.3) présente le nombre total moyen de gouttelettes se trouvant dans le domaine de calcul. Dans un premier temps, nous remarquons l'importance du processus d'atomisation secondaire sur le nombre final de parcelles liquides présentes dans le maillage. En effet, les cinq simulations pour lesquelles le modèle de cassure est utilisé révèlent un nombre de gouttes environ 10 fois plus important que dans le cas où il n'est pas activé.

Distribution initiale	Nombre de gouttes
Monodisperse 50×10^{-6} m	33 351
Monodisperse 82×10^{-6} m	37 678
Monodisperse 100×10^{-6} m	35 358
Monodisperse 150×10^{-6} m	38 725
Rosin-Rammler (avec atomisation)	37 419
Rosin-Rammler (sans atomisation)	3 181

TABLEAU 8.3 – Nombre total moyen de gouttes.

Par ailleurs, dans ces cinq cas de calcul avec fragmentation des gouttes, bien que des variations soient observables, le nombre total de gouttelettes est tout à fait comparable.

C'est ainsi que le nombre final de gouttes dans le cas de la distribution monodisperse avec $D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m est légèrement plus faible (de l'ordre de 3 000 à 4 000 gouttes en fonction de la distribution considérée) que dans le cas des distributions de diamètre initial plus important. Cette différence est la conséquence de la conjugaison de deux processus. Le premier est la génération de gouttes de plus petites dimensions au cours des fragmentations (le diamètre des gouttes secondaires étant proportionnel à la taille de la goutte initiale, *cf.* tableau 5.2). Ces gouttes disparaissent alors plus rapidement au cours du processus de vaporisation. Le second est la limitation du nombre de cassures en raison du plus faible diamètre de la goutte mère (le critère de cassure évalué par la relation 5.1 varie comme $D^{1/2}$), lui permettant alors d'atteindre plus rapidement le diamètre critique de cassure pour lequel plus aucune fragmentation n'est observable.

Évolutions spatiales

Les évolutions axiales et radiales du nombre moyen de gouttes sont respectivement présentées sur les figures (8.6) et (8.7). Dans un premier temps, nous remarquons l'influence du processus d'atomisation secondaire sur la répartition spatiale des gouttelettes dans le domaine de calcul. En effet, les différentes simulations effectuées avec prise en compte de la cassure (figures 8.6.a à 8.6.e et 8.7.a à 8.7.e) montrent une rapide décroissance du nombre de gouttes aussi bien dans la direction axiale (le nombre de gouttes n'est plus suffisamment significatif pour être représentable au-delà de $X/D_1 = 5$) que dans la direction radiale (plus de gouttes au-delà de $Y/D_1 = 1$). Dans le cas où le modèle de fragmentation n'est pas activé, des gouttes persistent à des distances éloignées de la zone d'injection (pour $X/D_1 \geq 15$), ainsi que dans des régions proches des parois du système (en $Y/D_1 \geq 3$ pour les plus grandes distances axiales). Cette rapide disparition des gouttelettes est la conséquence de l'accroissement du processus de vaporisation, résultant de l'augmentation de la surface totale du brouillard provoquée par l'atomisation des gouttes. Finalement, dans le cas de la simulation sans prise en compte du processus de cassure, les gouttes sont en nombre plus restreint mais réparties dans un volume plus important que dans des calculs avec fragmentation secondaire.

Par ailleurs, nous remarquons une forte croissance du nombre de gouttes entre les positions $Y/D_1 = 0$ et $Y/D_1 = 0,2$ (figure 8.6), ainsi qu'entre $X/D_1 = 0$ et $X/D_1 = 1,0$ (figure 8.7). Cette augmentation est la conséquence de la méthode d'injection des gouttes dans le domaine de calcul. En effet, en raison de la présence d'un cœur potentiel (figure 8.3), les « plans de mesure » $Y/D_1 = 0$ et $X/D_1 = 0$ ne prennent en compte qu'une partie des gouttes introduites dans le maillage (en réalité ils ne permettent de considérer que les gouttes injectées par les extrémités $X = 0$ et $X = L_c$ du cœur). Les plans $Y/D_1 = 0,2$

(figure 8.6) et $X/D_1 = 1,0$ (figure 8.7) permettent quant à eux de détecter les gouttes introduites par les extrémités, le long du cœur potentiel, ainsi que celles générées au cours du processus de cassure (pour les calcul faisant intervenir l'atomisation secondaire).

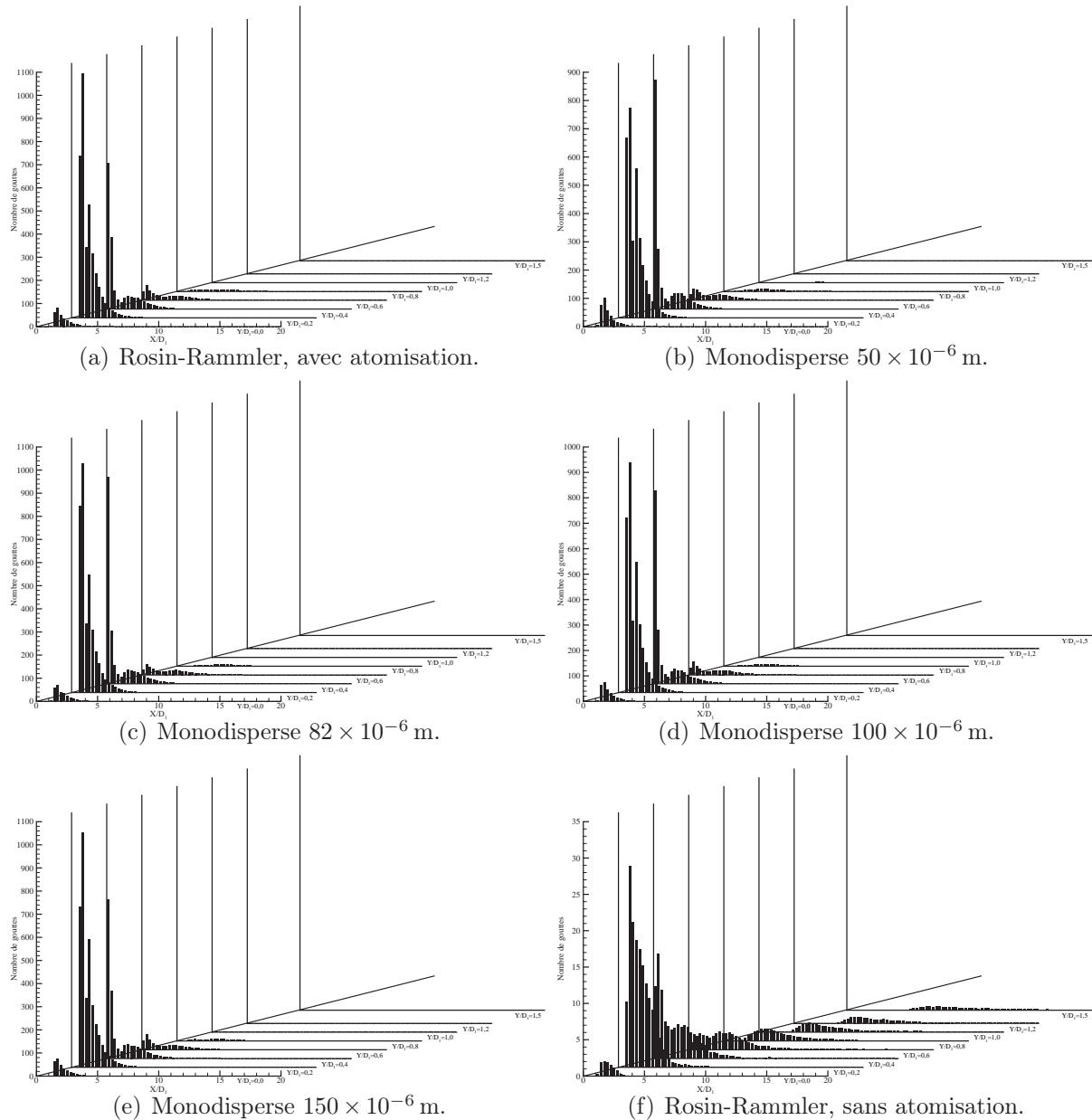


FIGURE 8.6 – Évolutions axiales du nombre moyen de gouttes.

Enfin, toutes les simulations réalisées avec prise en compte du processus de cassure, conduisent à des comportements comparables. Seules de faibles variations du nombre local de gouttes (de l'ordre de 100 à 200 gouttes selon la distribution initiale) sont observables sans qu'il soit possible de les relier aux propriétés de la distribution initiale.

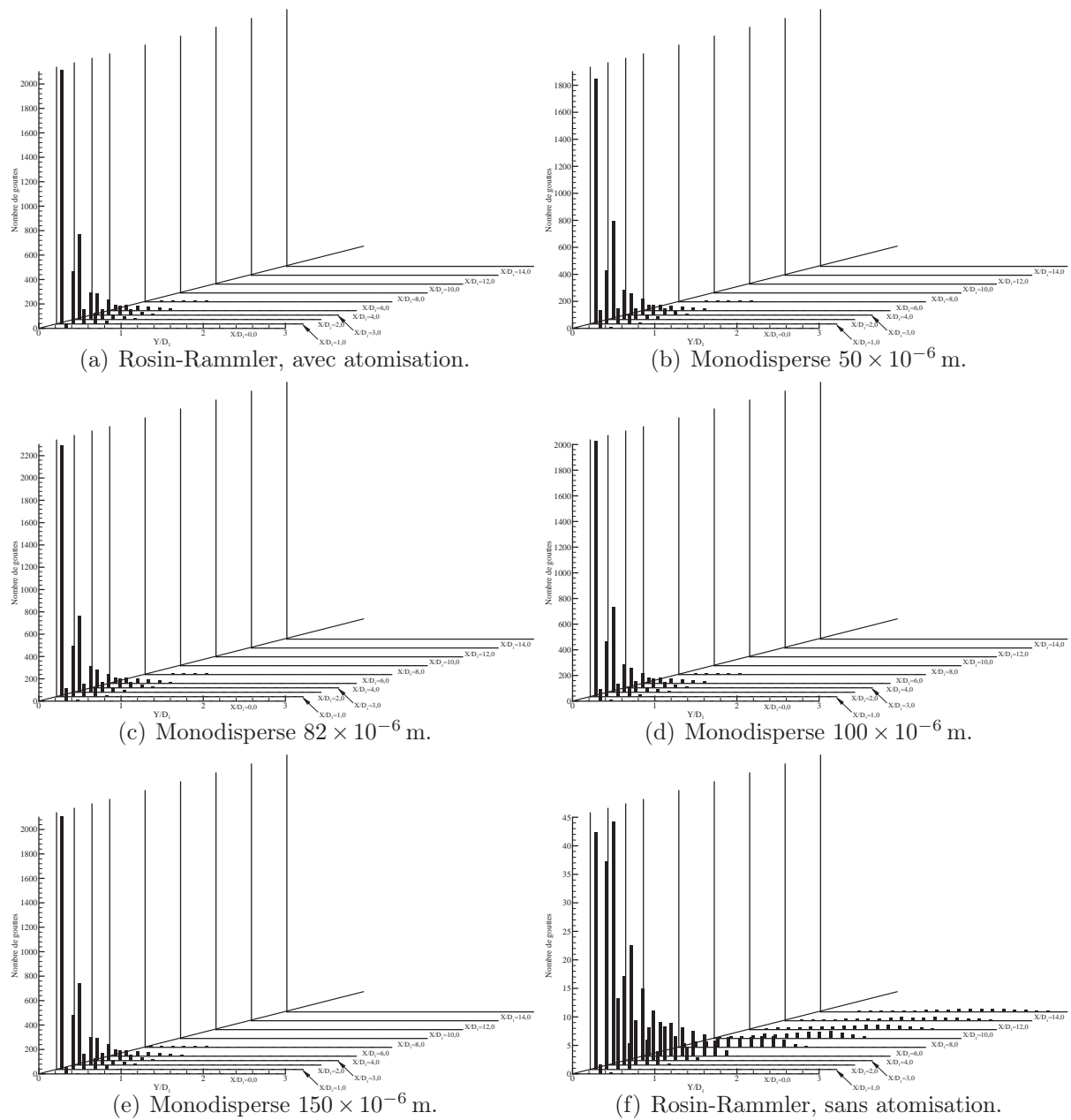


FIGURE 8.7 – Évolutions radiales du nombre moyen de gouttes.

8.5.2 Diamètre moyen arithmétique

Diamètre moyen arithmétique global

Le tableau (8.4) présente le diamètre moyen arithmétique global D_{10} du brouillard se développant dans le domaine de calcul. Comme dans le cas du nombre total de gouttes (paragraphe 8.5.1), le phénomène de fragmentation influence fortement le diamètre moyen arithmétique. En effet, la prise en compte de ce processus se traduit par une forte diminu-

tion du diamètre moyen du brouillard (il est divisé en moyenne par 5 entre le calcul sans cassure et les autres simulations). Cette réduction résulte de la conjugaison entre différents phénomènes. Dans un premier temps, les gouttes les plus importantes (celles dont le diamètre est supérieur au diamètre critique de cassure) voient leurs dimensions diminuer par arrachage de fragments secondaires. Parallèlement à cette réduction de taille, leur poids statistique est modifié par le processus de cassure. En effet, au cours de la fragmentation, des gouttelettes de petites dimensions (représentant 10 %, 30 % et 50 % du diamètre de la goutte initiale) sont générées. Ces petites parcelles deviennent alors majoritaires dans le domaine de calcul.

Distribution initiale	Diamètre moyen arithmétique D_{10} (μm)
Monodisperse 50×10^{-6} m	24,39
Monodisperse 82×10^{-6} m	23,04
Monodisperse 100×10^{-6} m	23,83
Monodisperse 150×10^{-6} m	22,86
Rosin-Rammler (avec atomisation)	23,10
Rosin-Rammler (sans atomisation)	116,99

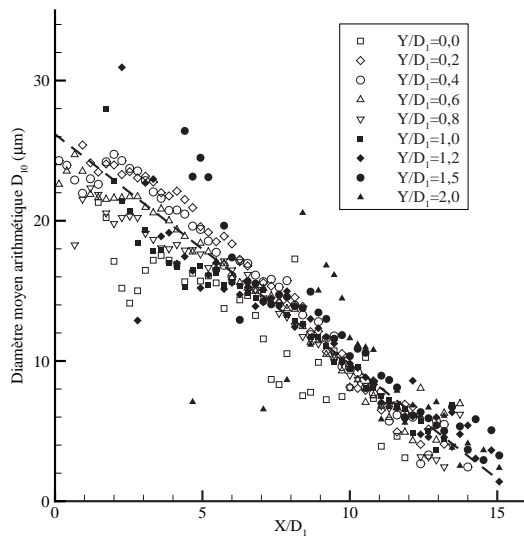
TABLEAU 8.4 – Diamètre moyen arithmétique D_{10} global.

Par ailleurs, contrairement au cas du nombre total de gouttes présentes dans le maillage, aucune distinction ne peut être faite entre les différentes simulations prenant en compte le processus d'atomisation secondaire. En effet, ces calculs conduisent tous à l'observation d'un diamètre moyen arithmétique compris entre $22,86 \mu\text{m}$ et $24,39 \mu\text{m}$.

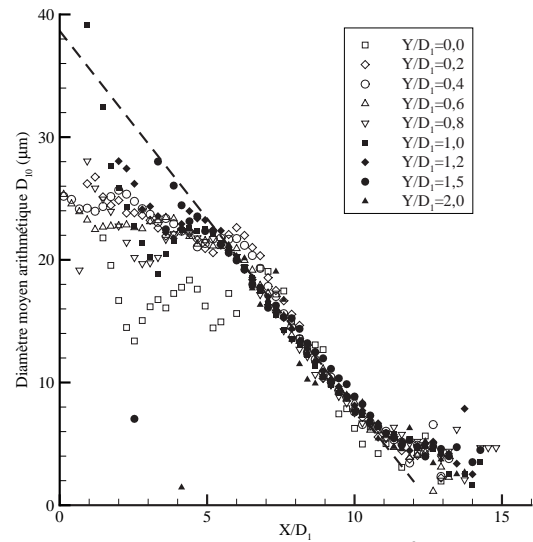
Évolutions spatiales

Les évolutions axiales et radiales du diamètre moyen arithmétique sont présentées respectivement sur les figures (8.8) et (8.9). Dans un premier temps, en passant des simulations avec atomisation secondaire à celle sans cassure, le diamètre moyen arithmétique local subit une augmentation du même ordre de grandeur que le diamètre moyen arithmétique global (division par un facteur d'environ 5). Nous notons également une plus grande dispersion des valeurs dans le cas du calcul sans fragmentation (figure 8.8.f) en raison du nombre plus restreint de gouttes présentes dans le maillage. En effet, pour la simulation sans cassure, le nombre total de gouttes est réduit par un facteur 10 (*cf.* paragraphe 8.5.1) et ces parcelles sont réparties dans la quasi totalité du domaine, limitant par conséquent le nombre de « détections » utilisées dans les statistiques (augmentant alors le biais).

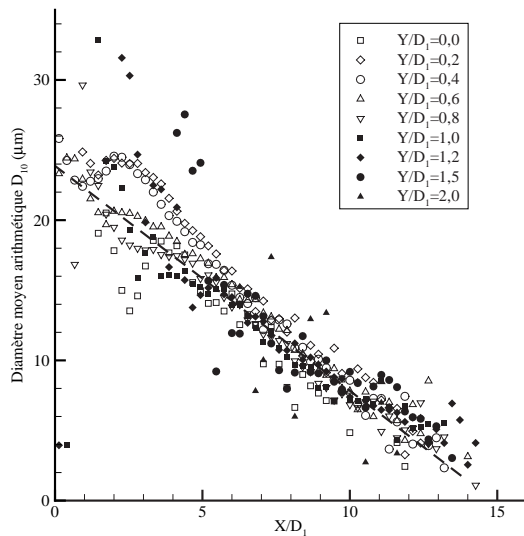
Dans toutes les simulations, le diamètre moyen arithmétique subit une forte décroissance selon la direction axiale (figure 8.8), alors qu'avec la direction radiale (figure 8.9) la variation est pratiquement nulle. Cette diminution résulte de la direction privilégiée pour



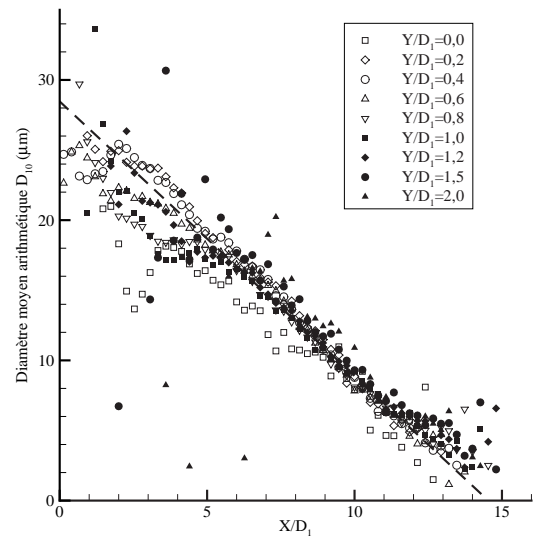
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



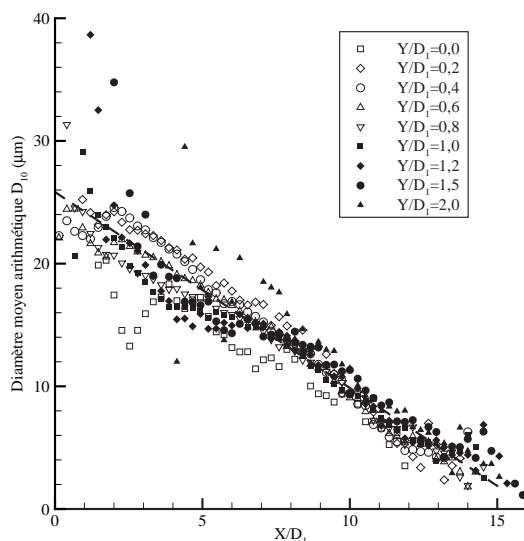
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



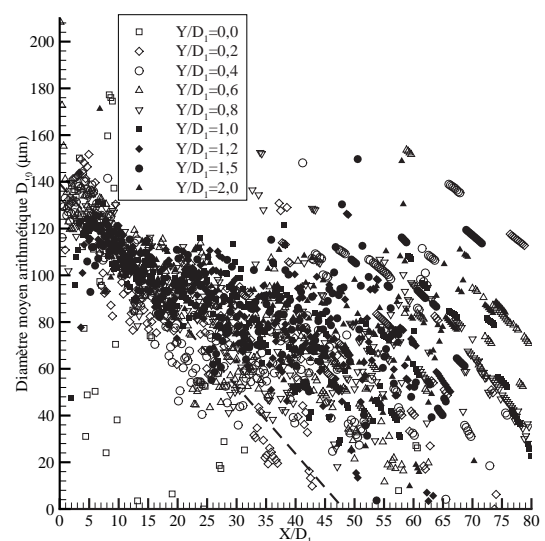
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.

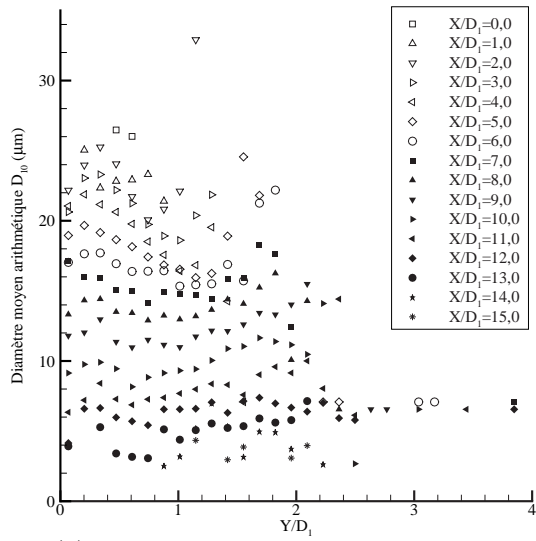


(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.

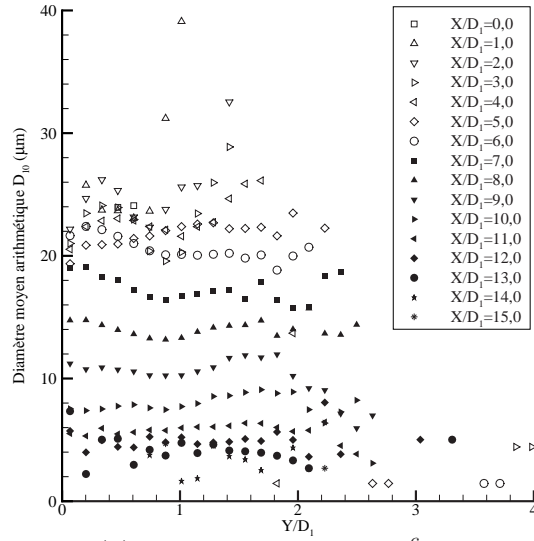


(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

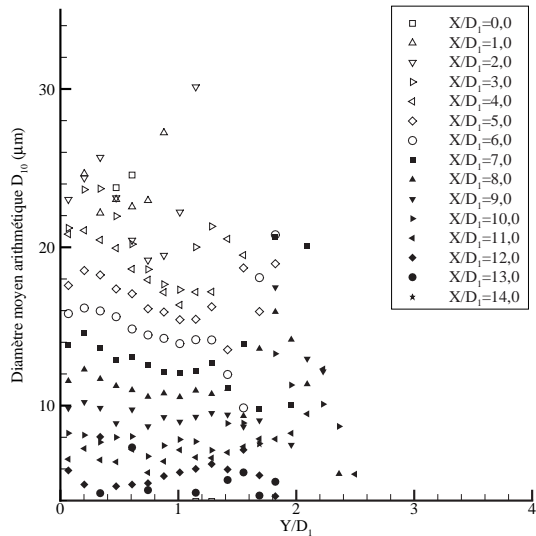
FIGURE 8.8 – Évolutions axiales du diamètre moyen arithmétique D_{10} .



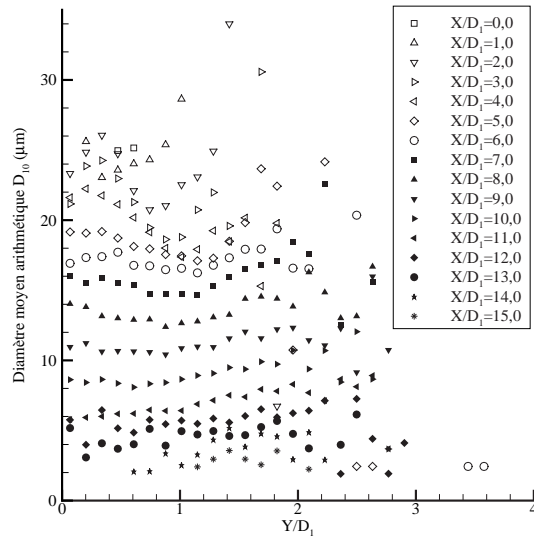
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



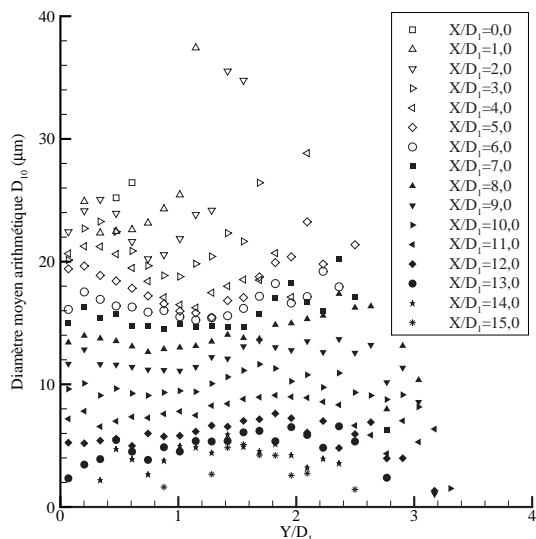
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



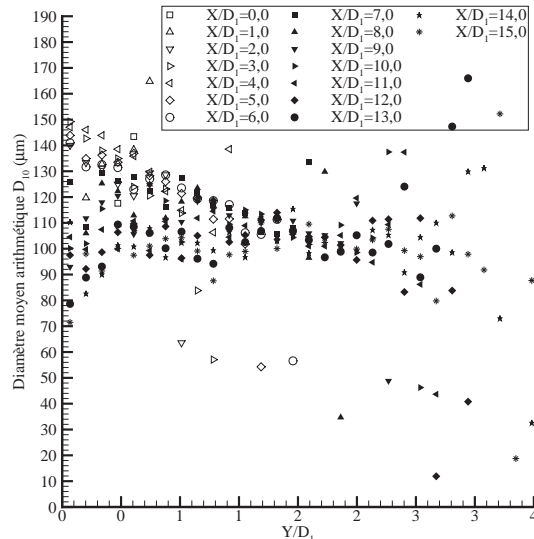
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.



(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.



(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.9 – Évolutions radiales du diamètre moyen arithmétique D_{10} .

le déplacement des gouttes. En effet, la vitesse d'injection des gouttes essentiellement axiale (l'angle maximal déterminé pour $x = 0$ par la relation 8.2 est voisin de $20,5^\circ$), ainsi que la direction de l'écoulement gazeux (figure 8.5) favorisent le mouvement des parcelles dans cette direction. C'est ainsi que les variations des propriétés des gouttes (diminution du diamètre par vaporisation et atomisation, augmentation du poids statistique des plus petites gouttes) se font principalement ressentir dans la direction axiale et dans une très faible mesure suivant la direction radiale.

Par ailleurs, les calculs conduisent tous à des décroissances similaires pour les différentes positions radiales considérées (figure 8.8). Cette constatation nous permet alors d'évaluer un taux axial de décroissance du diamètre moyen arithmétique par l'intermédiaire de la relation :

$$\tau_{dec} = -\frac{d D_{10}}{dX} \quad (8.5)$$

Les taux ainsi déterminés sont regroupés dans le tableau (8.5). Dans le cas du calcul sans atomisation secondaire, seule la première partie quasi linéaire (entre $X/D_1 = 0$ et $X/D_1 = 15$) de la courbe (figure 8.8.f) est considérée. La valeur de ce taux alors calculée

Distribution initiale	Taux de décroissance de D_{10} ($\mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$)
Monodisperse 50×10^{-6} m	714,4
Monodisperse 82×10^{-6} m	320,8
Monodisperse 100×10^{-6} m	391,6
Monodisperse 150×10^{-6} m	319,3
Rosin-Rammler (avec atomisation)	327,7
Rosin-Rammler (sans atomisation)	578,2

TABLEAU 8.5 – Taux axial de décroissance de D_{10} .

est surestimée en raison de la plus lente diminution du diamètre moyen D_{10} pour les positions axiales les plus importantes (au-delà de $X/D_1 = 15$). En utilisant tous les points disponibles, le taux de décroissance est en réalité voisin de $145,9 \mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$.

Les diamètres moyens pour les simulations avec prise en compte de l'atomisation secondaire sont également influencés par les dimensions initiales des gouttes. C'est ainsi qu'en considérant la distribution avec $D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m, le taux de décroissance est environ deux fois plus important que pour les autres calculs. Cette différence est le résultat de la vaporisation, d'autant plus efficace que le diamètre des gouttes est faible. Par conséquent, les diamètres de ces petites gouttelettes diminuent plus rapidement que ceux des distributions de diamètre initial plus important ($D_{ini} > 50 \times 10^{-6}$ m).

8.5.3 Diamètre moyen de Sauter

Diamètre moyen de Sauter global

Le tableau (8.6) présente le diamètre moyen de Sauter D_{32} global du brouillard se développant dans le domaine de calcul. La prise en compte du processus de cassure provoque une importante diminution du diamètre moyen de Sauter global (il est divisé en moyenne par 2) entre les calculs sans atomisation et celui avec atomisation. Cette réduction est la conséquence de la fragmentation qui provoque un accroissement de la surface totale des gouttes tout en maintenant constant leur volume (le diamètre moyen de Sauter pouvant, en première approximation, être considéré comme le rapport de ces deux grandeurs). Notre modèle propose une multiplication de la surface des gouttes au cours de la cassure, dépendante du mode de fragmentation. C'est ainsi que l'interface est respectivement accrue par un facteur 1,325, 1,264 et 1,502 pour les régimes de cassure en sac, transitionnelle

Distribution initiale	Diamètre moyen de Sauter D_{32} (μm)
Monodisperse 50×10^{-6} m	39,46
Monodisperse 82×10^{-6} m	35,21
Monodisperse 100×10^{-6} m	37,75
Monodisperse 150×10^{-6} m	38,28
Rosin-Rammler (avec atomisation)	39,74
Rosin-Rammler (sans atomisation)	85,68

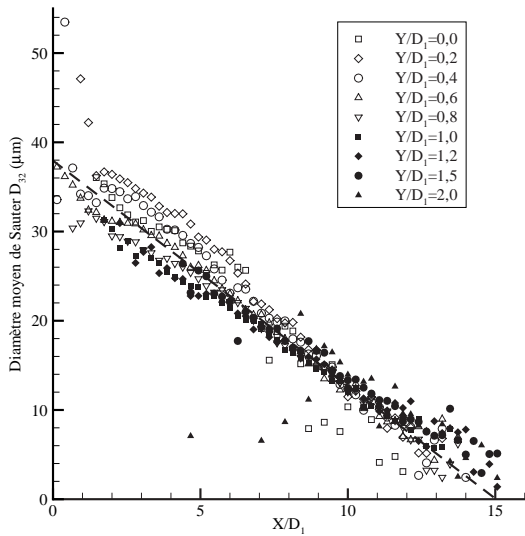
TABLEAU 8.6 – Diamètre moyen de Sauter D_{32} global.

et par cisaillement (*cf.* tableau 5.2). La variation totale du diamètre moyen de Sauter résulte alors du nombre de cassures subies par les gouttes (et par les fragments secondaires générés) ainsi que du mode de fragmentation (une goutte pouvant successivement se fractionner selon différents modes). Dans le cas de la simulation sans atomisation secondaire, la valeur légèrement supérieure du diamètre moyen de Sauter correspond à la disparition des plus petites gouttes (leur poids statistique diminuant alors dans la détermination du diamètre de Sauter).

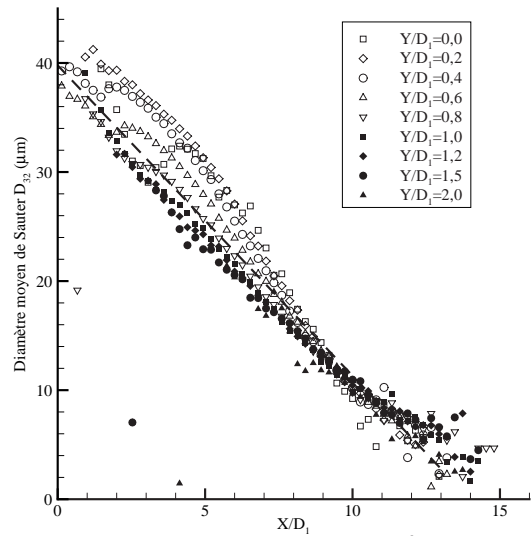
Par ailleurs, les différentes valeurs obtenues dans les simulations prenant en compte le processus de cassure conduisent toutes à des valeurs comparables du diamètre moyen de Sauter global (comprises entre $35,21 \mu\text{m}$ et $39,74 \mu\text{m}$), sans qu'il soit possible de dégager une quelconque influence de la distribution initiale.

Évolutions spatiales

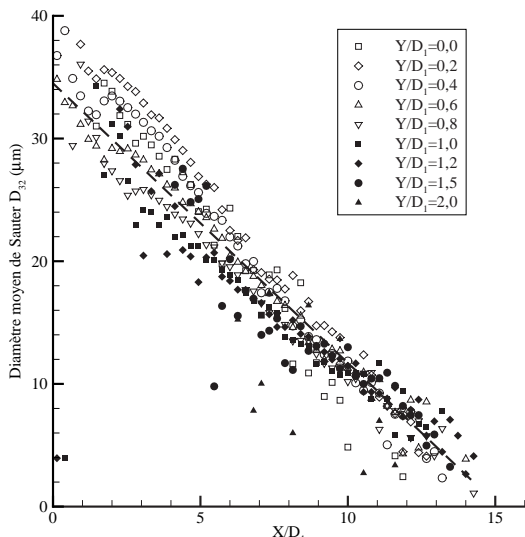
Les figures (8.10) et (8.11) présentent respectivement les évolutions axiales et radiales du diamètre moyen de Sauter pour les différentes distributions initiales envisagées. De la



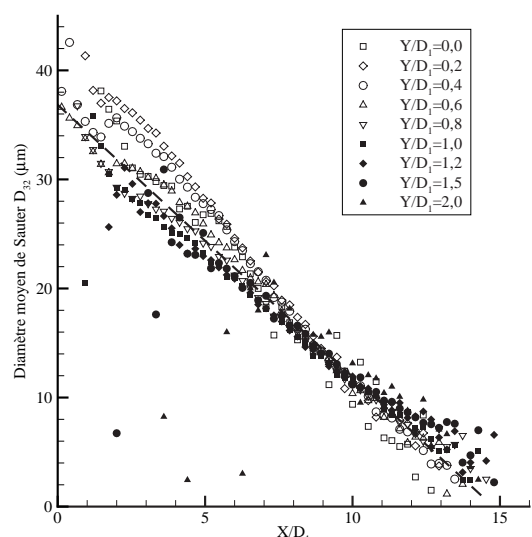
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



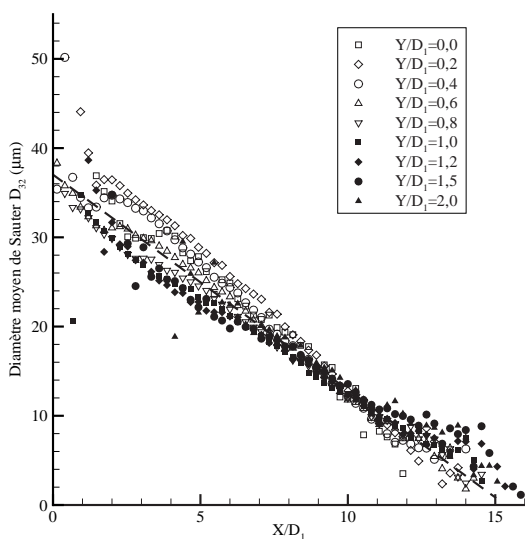
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



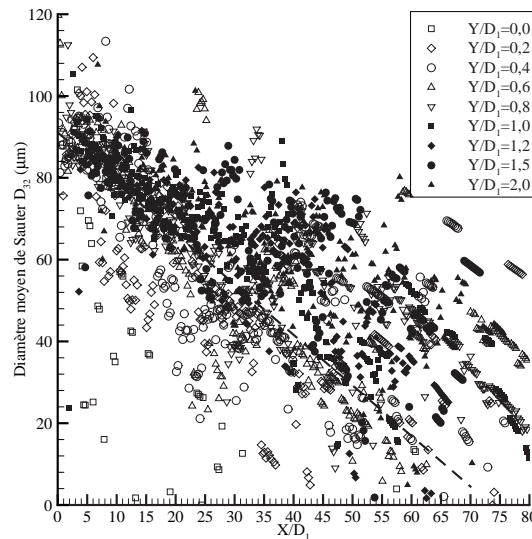
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.

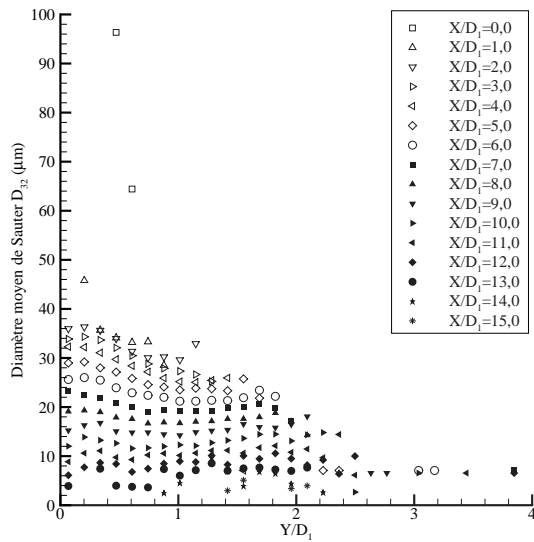


(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.

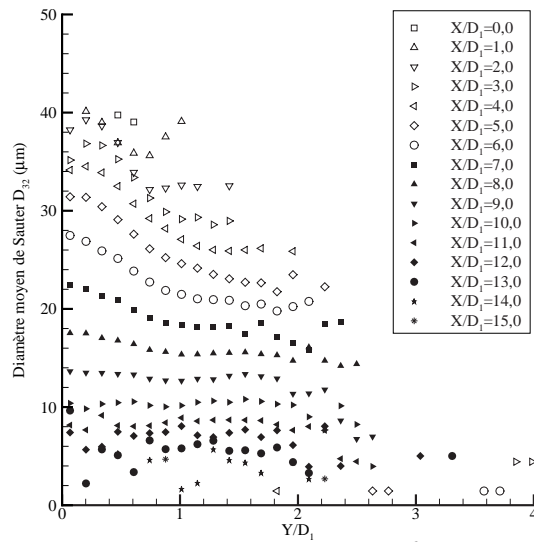


(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

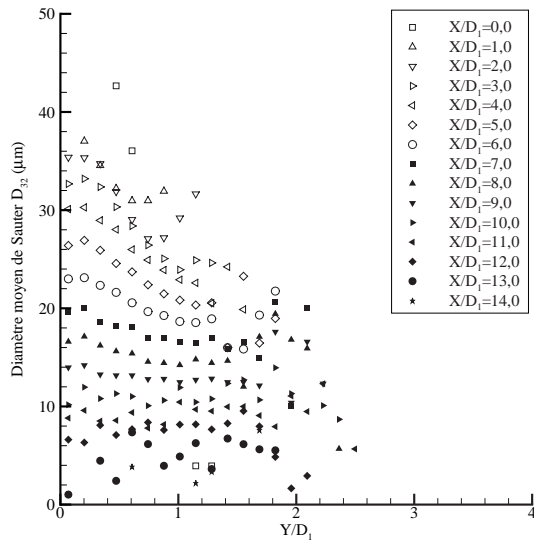
FIGURE 8.10 – Évolutions axiales du diamètre moyen de Sauter D_{32} .



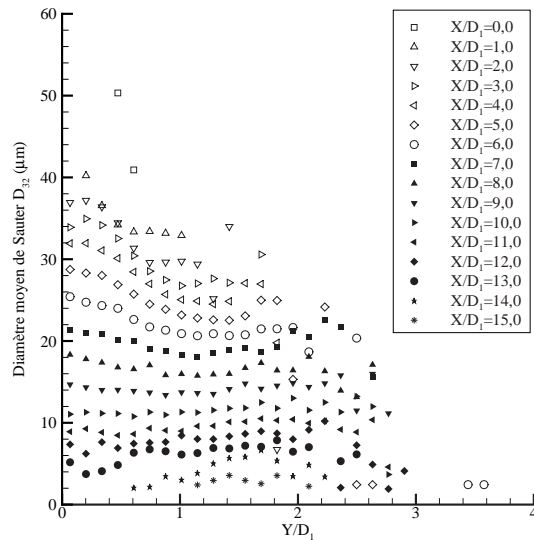
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



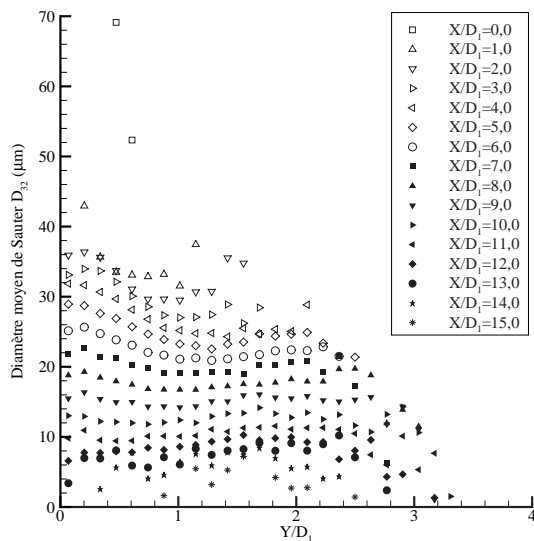
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



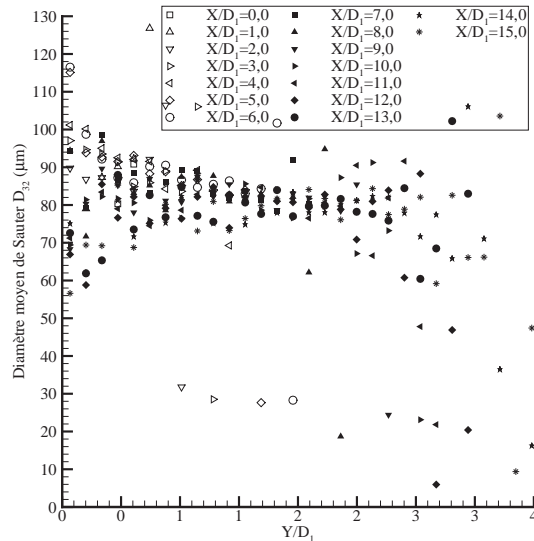
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.



(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.



(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.11 – Évolutions radiales du diamètre moyen de Sauter D_{32} .

même manière que dans le cas du diamètre moyen arithmétique (paragraphe 8.5.2), les différentes positions radiales considérées conduisent toutes à des évolutions axiales similaires du diamètre moyen de Sauter (figure 8.10). Cette propriété est également observable sur la figure (8.11) pour laquelle le diamètre moyen de Sauter est quasi constant avec la distance radiale. De manière analogue au cas du diamètre moyen arithmétique, nous définissons un taux axial de décroissance du diamètre moyen de Sauter par la relation :

$$\tau_{dec} = -\frac{d D_{32}}{dX} \quad (8.6)$$

Les valeurs de ce taux de décroissance pour les différentes simulations sont regroupées dans le tableau (8.7). Dans le cas du calcul avec atomisation, toutes les distributions initiales envisagées conduisent à l'observation d'un taux de décroissance du même ordre de grandeur. Seule la distribution monodisperse de diamètre initial $D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m fait apparaître une valeur légèrement supérieure aux autres simulations (de l'ordre de 70-80 $\mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$). Cette différence résulte des dimensions inférieures des gouttes introduites dans le maillage (ainsi que des gouttes générées au cours du processus de cassure) favorisant

Distribution initiale	Taux de décroissance de D_{32} ($\mu\text{m}\cdot\text{m}^{-1}$)
Monodisperse 50×10^{-6} m	569,2
Monodisperse 82×10^{-6} m	468,7
Monodisperse 100×10^{-6} m	498,7
Monodisperse 150×10^{-6} m	482,2
Rosin-Rammler (avec atomisation)	504,9
Rosin-Rammler (sans atomisation)	247,4

TABLEAU 8.7 – Taux axial de décroissance de D_{32} .

ainsi le processus de vaporisation. L'augmentation de ce taux axial de décroissance est beaucoup moins prononcée que dans le cas du diamètre moyen arithmétique en raison même des définitions de ces diamètres moyens.

Enfin, nous constatons que ce taux de décroissance est favorisé par l'atomisation secondaire. En effet, il est multiplié par 2 dans le cas des simulations prenant en compte la fragmentation. Cette différence résulte principalement de la réduction du diamètre des gouttes par le processus de pulvérisation, qui augmente l'interface entre le gaz et le liquide sans modifier le volume de la phase dispersée.

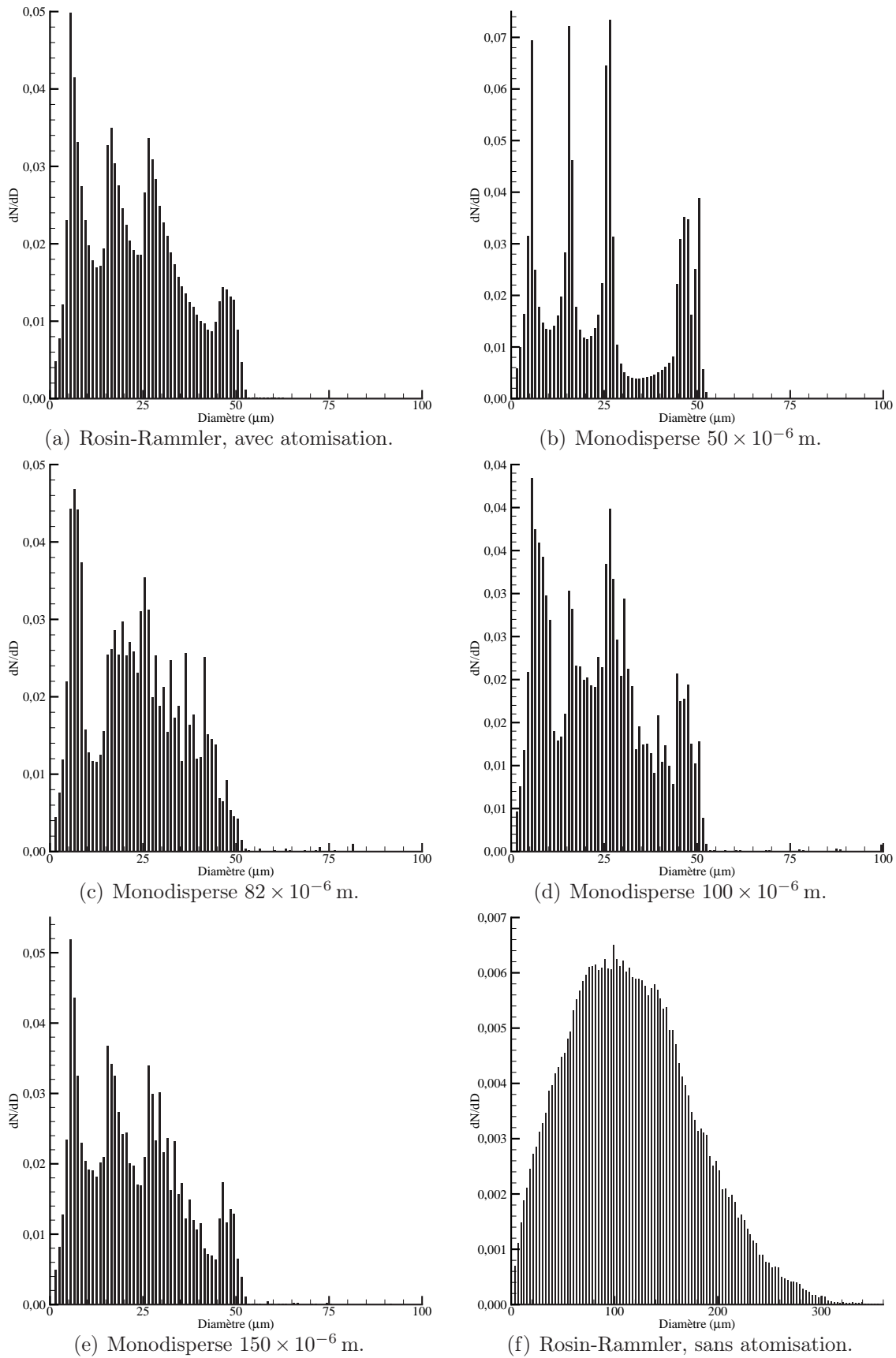


FIGURE 8.12 – Distributions globales des gouttes.

8.5.4 Distributions finales des gouttes

Distributions globales

La figure (8.12) présente les distributions globales du brouillard se développant dans le maillage pour les différentes simulations réalisées. Dans un premier temps, nous constatons que dans le cas du calcul sans prise en compte de la fragmentation (figure 8.12.a), la distribution des gouttes injectées n'est que faiblement modifiée au cours de la simulation. En effet, nous ne remarquons qu'un léger glissement vers les plus faibles diamètres en raison de la vaporisation. Cette distribution est ainsi bien reproduite par une distribution de Rosin-Rammler de paramètres $N = 1,94$ et $D_{RR} = 125,6 \times 10^{-6}$ m (*cf.* équation 1.10).

Par ailleurs, dans le cas des simulations avec prise en compte du processus de cassure, nous constatons que les distributions initialement monodisperses (figures 8.12.b à 8.12.e) évoluent jusqu'à devenir polydisperses et continues entre 0 et 50×10^{-6} m (pour les diamètres d'injection les plus importants représentés sur les figures 8.12.c à 8.12.e, des gouttes de dimensions supérieures à $50 \mu\text{m}$ existent mais en nombre trop limité pour être matérialisées sur ces courbes). Ces distributions font également apparaître des pics correspondant aux fragments secondaires générés au cours des différentes cassures (parcelles de 10 %, 30 % et 50 % du diamètre de la goutte mère, conformément aux distributions simplifiées du tableau 5.2), soulignant ainsi l'importance du processus d'atomisation.

Enfin, une comparaison des simulations avec la distribution initiale de Rosin-Rammler (équation 8.4) dans les cas avec (figure 8.12.a) et sans atomisation (figure 8.12.f) montre l'influence du processus de cassure sur une distribution initialement polydisperse. En effet, dans le cas sans fragmentation, comme nous l'avons déjà remarqué précédemment, elle ne subit qu'un léger glissement vers les diamètres les plus faibles (en raison de la vaporisation), alors que dans le cas avec atomisation secondaire, elle est totalement transformée pour ne laisser apparaître que des gouttes de dimensions inférieures à $50 \mu\text{m}$.

Évolutions spatiales

Distribution initiale	N	D_{RR} (μm)	R^2
Monodisperse 50×10^{-6} m	2,06	22,2	0,985
Monodisperse 82×10^{-6} m	1,86	18,9	0,996
Monodisperse 100×10^{-6} m	1,93	21,8	0,989
Monodisperse 150×10^{-6} m	1,82	23,1	0,989
Rosin-Rammler (avec atomisation)	1,82	22,1	0,983
Rosin-Rammler (sans atomisation)	1,95	118,4	0,994

TABLEAU 8.8 – Distributions finales en $Y/D_1 = 1,2$.

Les figures (8.13) et (8.14) présentent respectivement les distributions axiales et radiales des gouttes se trouvant dans le domaine de calcul. Dans un premier temps, les distribu-

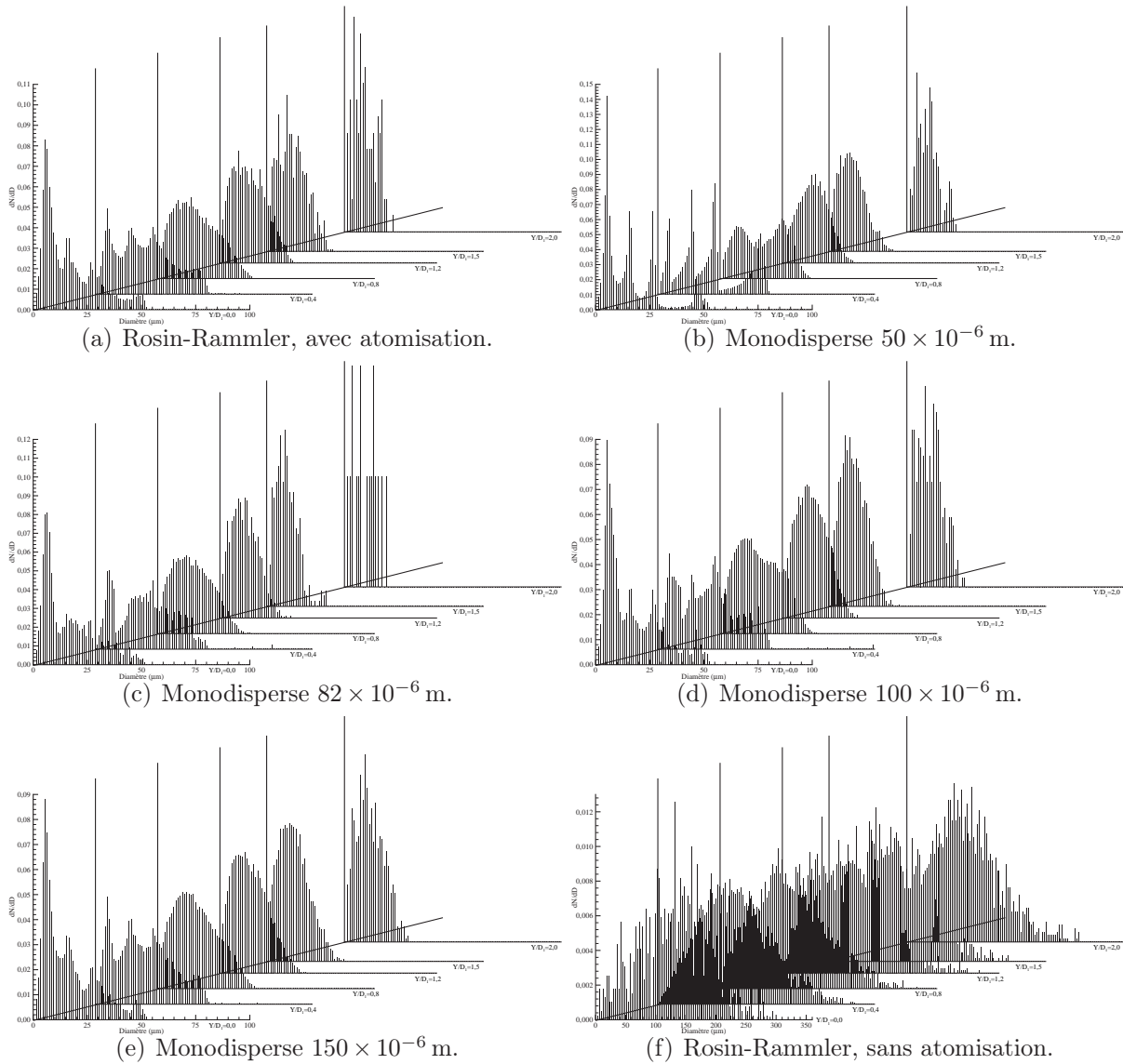


FIGURE 8.13 – Évolutions des distributions axiales.

tions dans les zones proches de l'injection ($Y/D_1 \leq 0,4$ pour les distributions axiales et $X/D_1 \leq 2,0$ pour les distributions radiales) font apparaître les pics correspondant aux parcelles secondaires générées au cours de l'atomisation (figures 8.13.a à 8.13.e et 8.14.a à 8.14.e). Ces irrégularités permettent de mettre en évidence l'importance du processus de cassure dans les régions limitrophes de l'injection. En s'éloignant de ces zones, les répartitions en tailles se transforment, jusqu'à suivre des lois de Rosin-Rammler. En effet, dans le cas des distributions axiales en $Y/D_1 = 1,2$, les paramètres caractéristiques N et D_{RR} (conformément à la relation 1.10) sont évalués avec un coefficient de détermination R^2

supérieur à 0,98 (cf. tableau 8.8). Par ailleurs, il n'est pas possible de déduire une quelconque influence de la distribution initiale sur les répartitions finales des tailles de gouttes. Effectivement, pour ces calculs, les paramètres caractéristiques sont similaires. Seule une

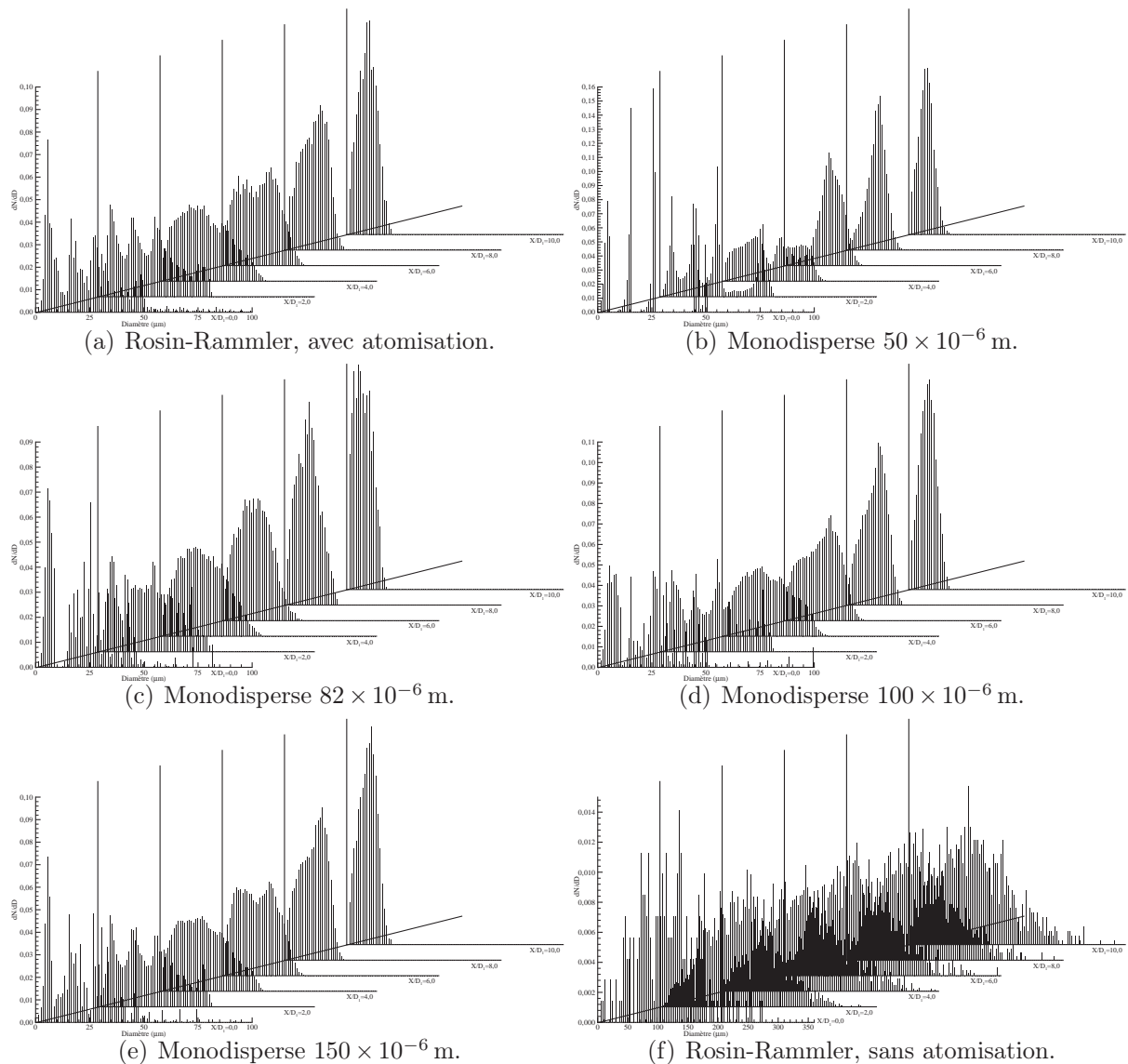


FIGURE 8.14 – Évolutions des distributions radiales.

valeur de N légèrement supérieure est observée dans le cas de la distribution initiale avec $D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m, sans que cette différence soit significative quant à l'importance de la distribution initiale sur les répartitions finales. Enfin, dans le cas du calcul sans atomisation secondaire, les valeurs de N et D_{RR} sont similaires à celles de la distribution initiale des gouttes injectées dans le domaine de calcul. Les différences observées dans ce cas ne proviennent que des effets du processus de vaporisation qui est le seul phénomène agissant sur la taille des gouttelettes (provoquant un glissement vers les plus faibles diamètres).

8.5.5 Étude du rapport $D_{0,5} / D_{32}$

Pour finir de caractériser le brouillard se développant dans le domaine de calcul, nous étudions maintenant les évolutions du rapport $D_{0,5}/D_{32}$. Simmons (1977a, b) ainsi que de nombreux auteurs (Chou *et al.*, 1997 ; Hsiang et Faeth, 1992 ; Wu et Faeth, 1993 ; Wu *et al.*, 1995) montrent que dans de nombreuses configurations et conditions expérimentales ce rapport tend vers 1,2 (*cf.* paragraphe 1.2.2).

Rapport $D_{0,5} / D_{32}$ global

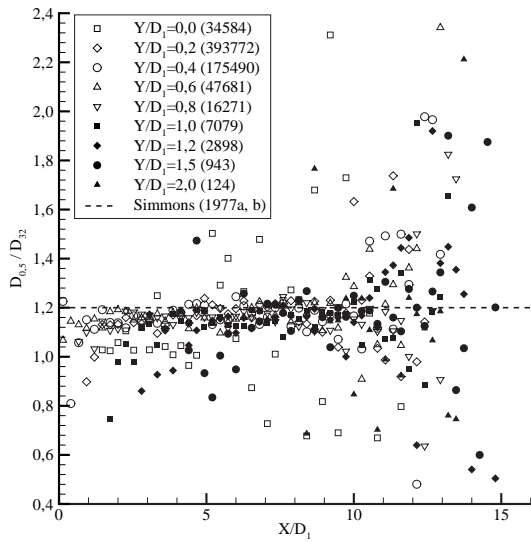
Le tableau (8.9) présente les valeurs du rapport $D_{0,5}/D_{32}$ pour l'ensemble des gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul. Dans un premier temps, nous constatons que pour toutes les simulations (avec et sans atomisation), nous parvenons à des valeurs plus petites que celle prédite par Simmons (1977a, b). Ces valeurs, bien qu'inférieures sont toutefois du même ordre de grandeur, exceptée dans le cas de la distribution initiale monodisperse avec $D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m, pour laquelle la valeur obtenue est nettement plus faible. Cette

Distribution initiale	$D_{0,5} / D_{32}$
Monodisperse 50×10^{-6} m	0,846345
Monodisperse 82×10^{-6} m	1,132538
Monodisperse 100×10^{-6} m	1,116242
Monodisperse 150×10^{-6} m	1,026844
Rosin-Rammler (avec atomisation)	1,011365
Rosin-Rammler (sans atomisation)	1,104122

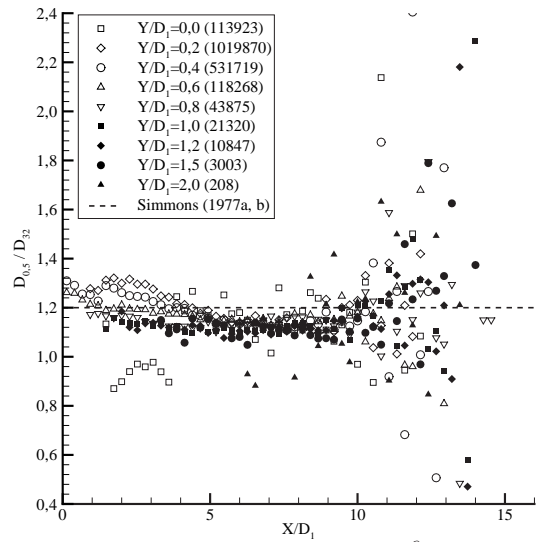
TABLEAU 8.9 – Rapport $D_{0,5} / D_{32}$ global.

différence provient essentiellement de la dimension des gouttes initialement injectées dans le domaine de calcul. En effet, ces gouttelettes, au cours des fragmentations, produisent des parcelles secondaires de 5, 15 et 25 μm (en considérant qu'elle se fractionnent avant de commencer à se vaporiser ce qui n'est évidemment pas le cas). Les fragments ainsi générés deviennent majoritaires dans le maillage (représentant alors la quasi totalité de la masse du liquide). Le diamètre médian massique $D_{0,5}$ est, dans ces conditions, fortement réduit sans que le diamètre moyen de Sauter ne le soit dans les mêmes proportions (*cf.* paragraphe 8.5.3). Le rapport $D_{0,5}/D_{32}$ subit par conséquent une diminution du même ordre de grandeur que celle du diamètre médian massique.

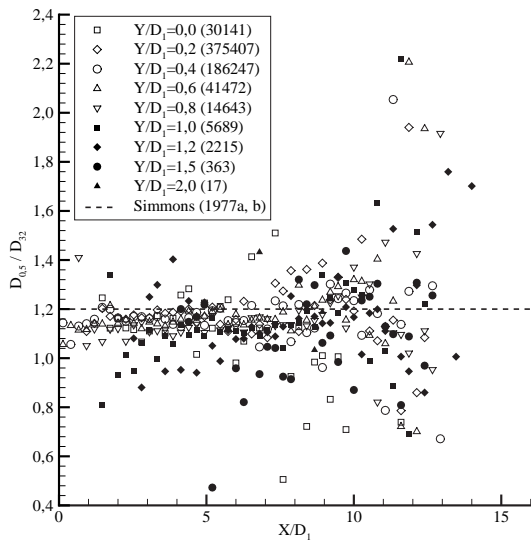
Par ailleurs, la simulation sans atomisation secondaire considérant la distribution initiale de Rosin-Rammler fait elle aussi apparaître une valeur du rapport $D_{0,5}/D_{32}$ inférieure à celle proposée par Simmons (1977a, b). Cette différence a essentiellement deux causes. La première est la distribution initiale qui possède un rapport de l'ordre de 1,05. Au cours



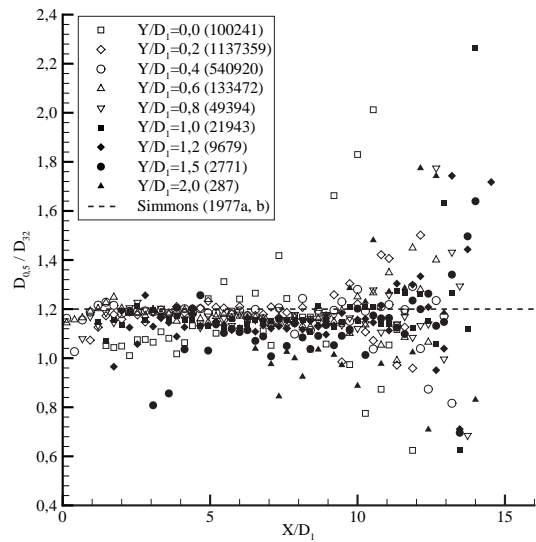
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



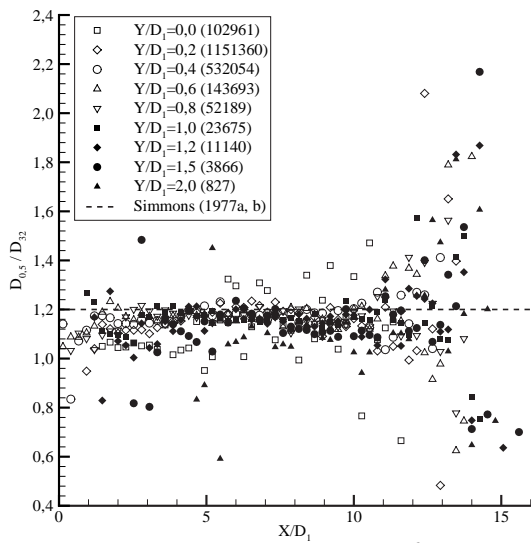
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



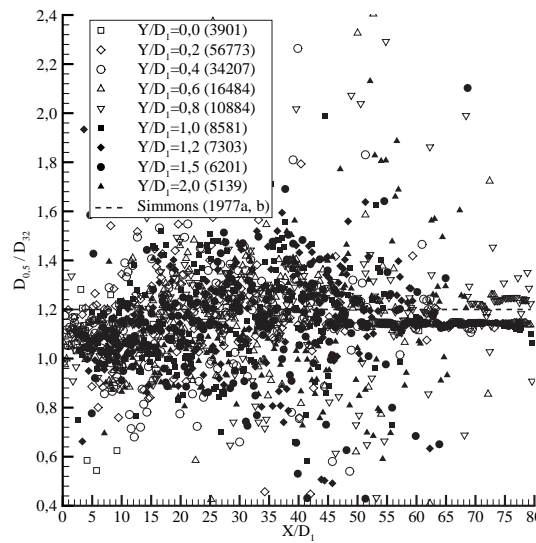
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.

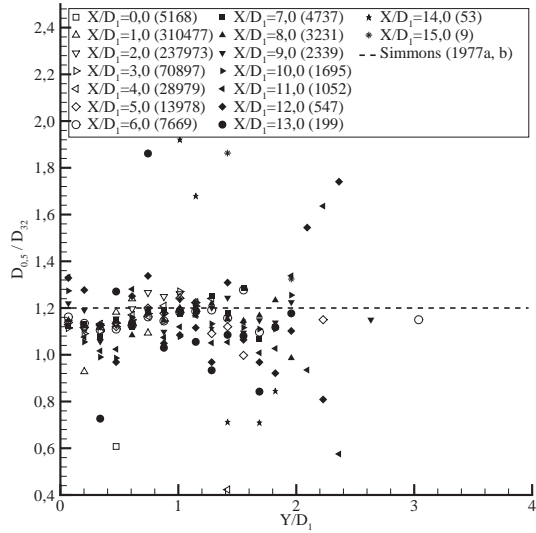


(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.

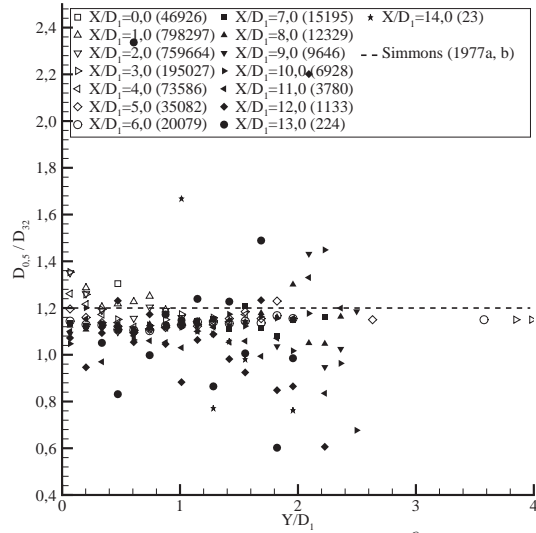


(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

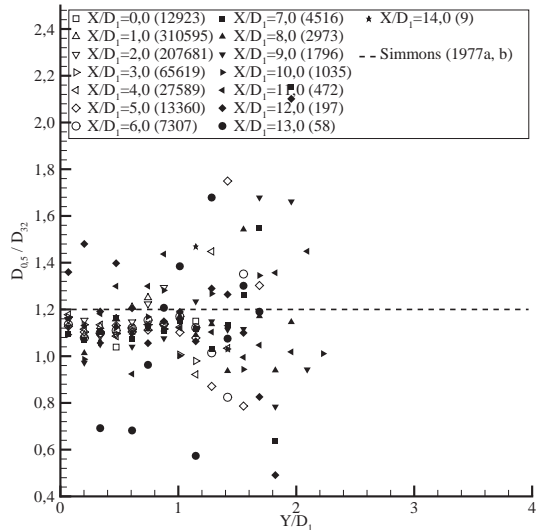
FIGURE 8.15 – Évolutions axiales du rapport $D_{0,5} / D_{32}$.



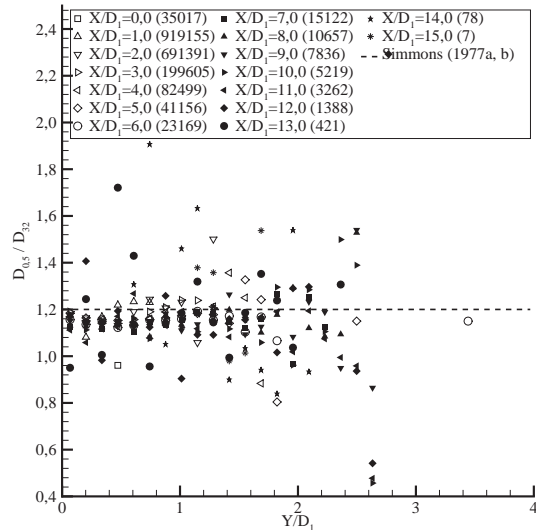
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



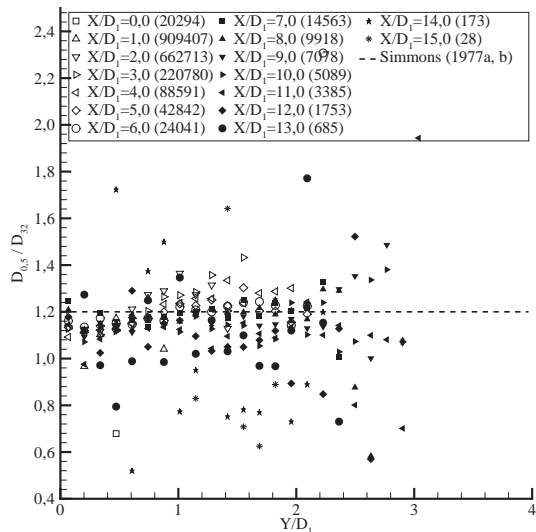
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



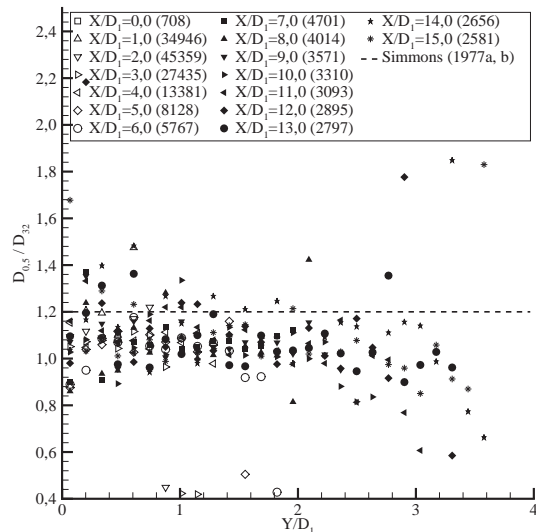
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.



(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.



(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.16 – Évolutions radiales du rapport $D_{0,5}/D_{32}$.

de la simulation, nous observons donc un accroissement de ce rapport, qui finalement se rapproche de la valeur 1,2. La seconde est le fort biais engendré par le nombre limité de gouttes (*cf.* paragraphe 8.5.1) présentes dans le domaine de calcul (le nombre de gouttes considérées reste limité, malgré le grand nombre de fichiers utilisés pour effectuer ces statistiques). Ces erreurs, introduites par l'intermédiaire du diamètre moyen de Sauter (*cf.* paragraphe 8.5.3) entraînent alors une importante dispersion des valeurs autour de 1,2 (figures 8.15.f et 8.16.f du paragraphe suivant).

Évolutions spatiales

Les figures (8.15) et (8.16) présentent respectivement les évolutions axiales et radiales du rapport $D_{0,5}/D_{32}$ pour les différentes simulations réalisées. Sur ces figures est également représentée (en pointillés) la valeur 1,2 déterminée par Simmons (1977a, b). Dans un premier temps, en raison de la diminution du nombre de gouttes avec la distance par rapport à l'injection (*cf.* figures 8.6 et 8.7), nous observons une augmentation de la dispersion des valeurs avec les distances axiale (figure 8.15) et radiale (figure 8.16). En effet, cette réduction du nombre de gouttelettes entraîne une augmentation du biais des statistiques effectuées (certaines valeurs sont évaluées en ne considérant qu'une seule parcelle liquide). Dans le cas de la simulation sans prise en compte du processus de cassure (figure 8.15.f), les valeurs axiales sont fortement dispersées depuis l'injection ($X/D_1 = 0$) jusqu'à la sortie du maillage ($X/D_1 = 80$). Le nuage de valeurs ainsi formé, résultant du très faible nombre de parcelles liquides (*cf.* paragraphe 8.5.1), reste cependant proche (par valeurs inférieures) de la valeur observée par Simmons (1977a, b).

Tous les calculs prenant en compte le processus de fragmentation conduisent à l'observation de valeurs quasi constantes (en faisant abstraction des régions éloignées de l'injection pour lesquelles la dispersion devient très importante) aussi bien dans la direction axiale (figures 8.15.a à 8.15.e) que dans la direction radiale (figures 8.16.a à 8.16.e). Les valeurs ainsi considérées restent comprises entre environ 1,1 et 1,2 pour les différentes distributions initiales envisagées. Finalement, bien que proches de la valeur relevée par Simmons (1977a, b), les simulations conduisent à des valeurs inférieures, en raison du grand nombre de petits fragments générés au cours du processus de cassure, responsable de la diminution de la valeur du diamètre médian massique.

8.6 Fractions massiques des constituants

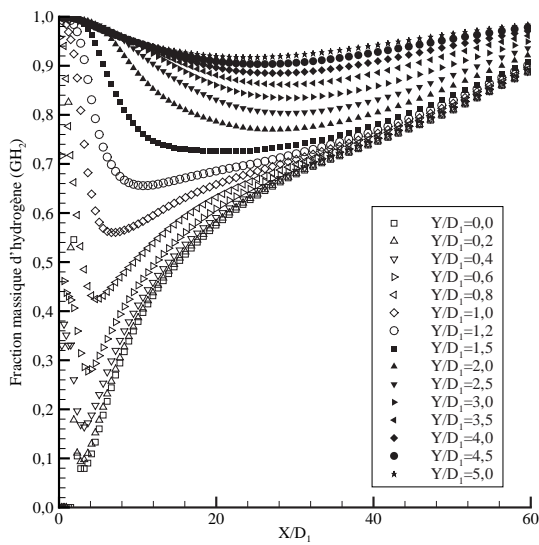
Après avoir caractérisé le brouillard se développant dans le domaine de calcul, nous nous intéressons à son influence sur l'écoulement gazeux, et en particulier sur la composition

de celui-ci. Pour cela, nous étudions les évolutions des fractions massiques de l'hydrogène et de l'oxygène sous forme gazeuse (GH_2 et GO_2).

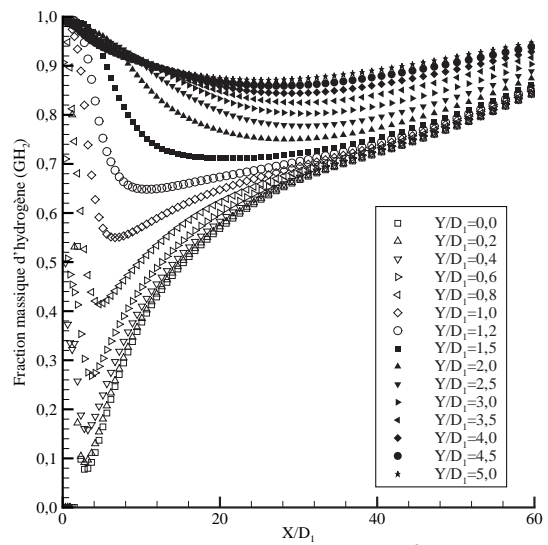
8.6.1 Évolutions spatiales

Les évolutions axiales des fractions massiques d'hydrogène (GH_2) et d'oxygène gazeux (GO_2 issu de la vaporisation du brouillard) sont respectivement représentées sur les figures (8.17) et (8.18). Les évolutions radiales sont quant à elles reproduites sur les figures (8.19) et (8.20). Dans un premier temps, nous constatons une importante différence dans les évolutions axiales entre la simulation sans atomisation secondaire celles effectuées avec prise en compte de la fragmentation. En effet, le calcul sans cassure conduit à l'observation d'une fraction massique d'oxygène gazeux plus importante pour l'ensemble des positions radiales considérées (figure 8.18.f). Cette variation est le résultat de la plus longue durée de vie des gouttelettes dans ce cas de calcul, leur permettant ainsi de se vaporiser dans des régions plus éloignées de leur position d'injection (jusqu'à des positions proches de la paroi). Dans ces zones, la production de vapeur par ces gouttes fait donc croître la fraction massique d'oxygène gazeux (l'oxygène étant un gaz plus dense que l'hydrogène, une augmentation même faible de sa concentration entraîne une forte augmentation de sa fraction massique).

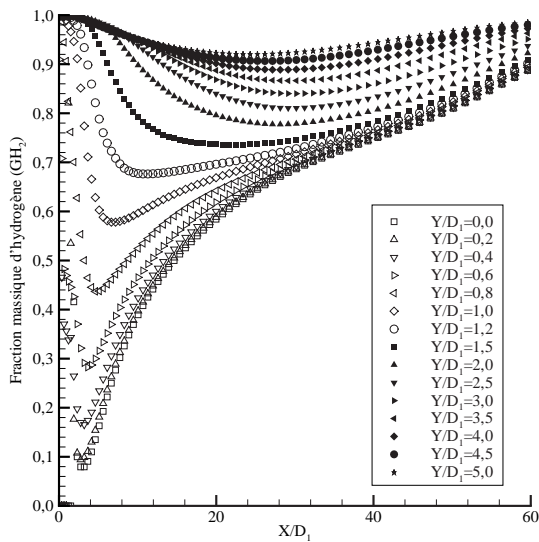
De plus, dans le cas du calcul sans atomisation, les fractions massiques adoptent des valeurs comparables au-delà de $X/D_1 = 30$ pour toutes les positions radiales considérées (figures 8.17.f et 8.18.f). Cette uniformisation radiale de la concentration d'oxygène (et donc d'hydrogène) est aussi observable par l'intermédiaire des figures (8.19.f) et (8.20.f) pour lesquelles les fractions massiques n'évoluent plus que dans de faibles proportions à partir de $Y/D_1 = 2,5$. Ce nivellement des concentrations est lui aussi la conséquence de la durée de vie supérieure des gouttelettes dans ce cas particulier de simulation. En effet, en raison de la dispersion des gouttes dans le domaine de calcul, la vapeur d'oxygène est également générée dans la quasi totalité du maillage, favorisant de même l'uniformisation des concentrations. Ce processus n'est pas observé dans le cas des calculs sans atomisation car les gouttes (injectées et produites au cours des fragmentations) disparaissent rapidement (avant de pouvoir se disperser dans le domaine de calcul). Les figures (8.20.a) à (8.20.e) montrent ainsi une rapide diminution de la fraction massique d'oxygène gazeux avec la distance radiale, confirmant que la vapeur d'oxygène est principalement concentrée sur l'axe du système. Cette raréfaction de la vapeur d'oxygène en dehors de l'axe du système est également observable sur les figures (8.18.b) à (8.18.e), pour lesquelles la concentration d'oxygène devient très faible ($\leq 0,1 - 0,15$) pour les plus importantes positions radiales



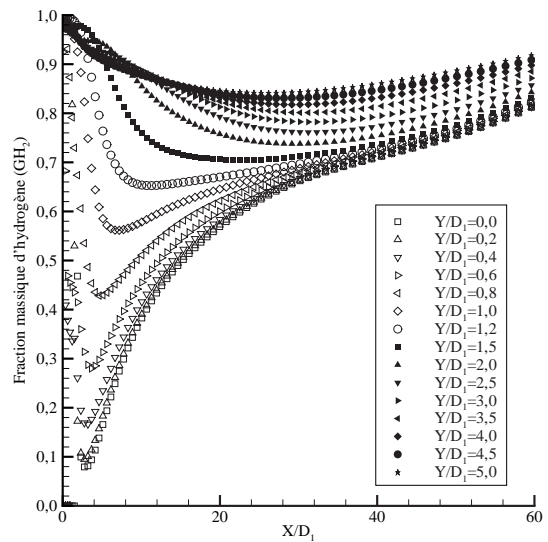
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



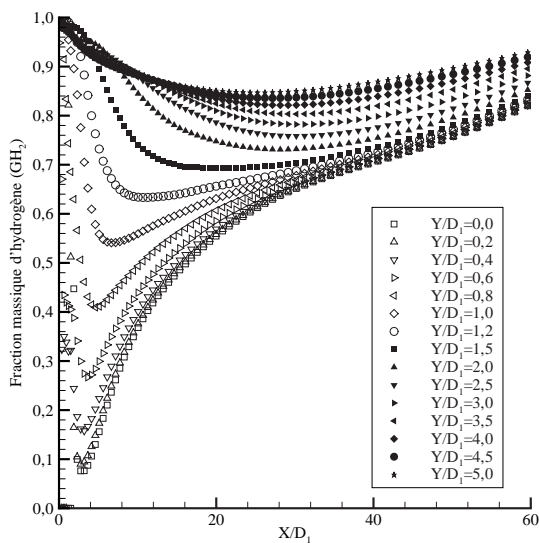
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



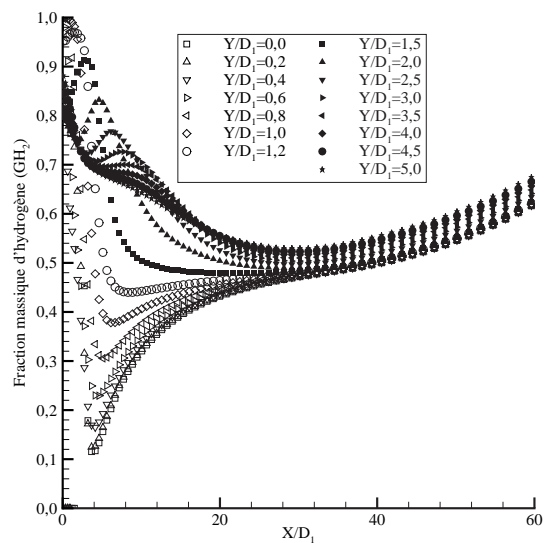
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.

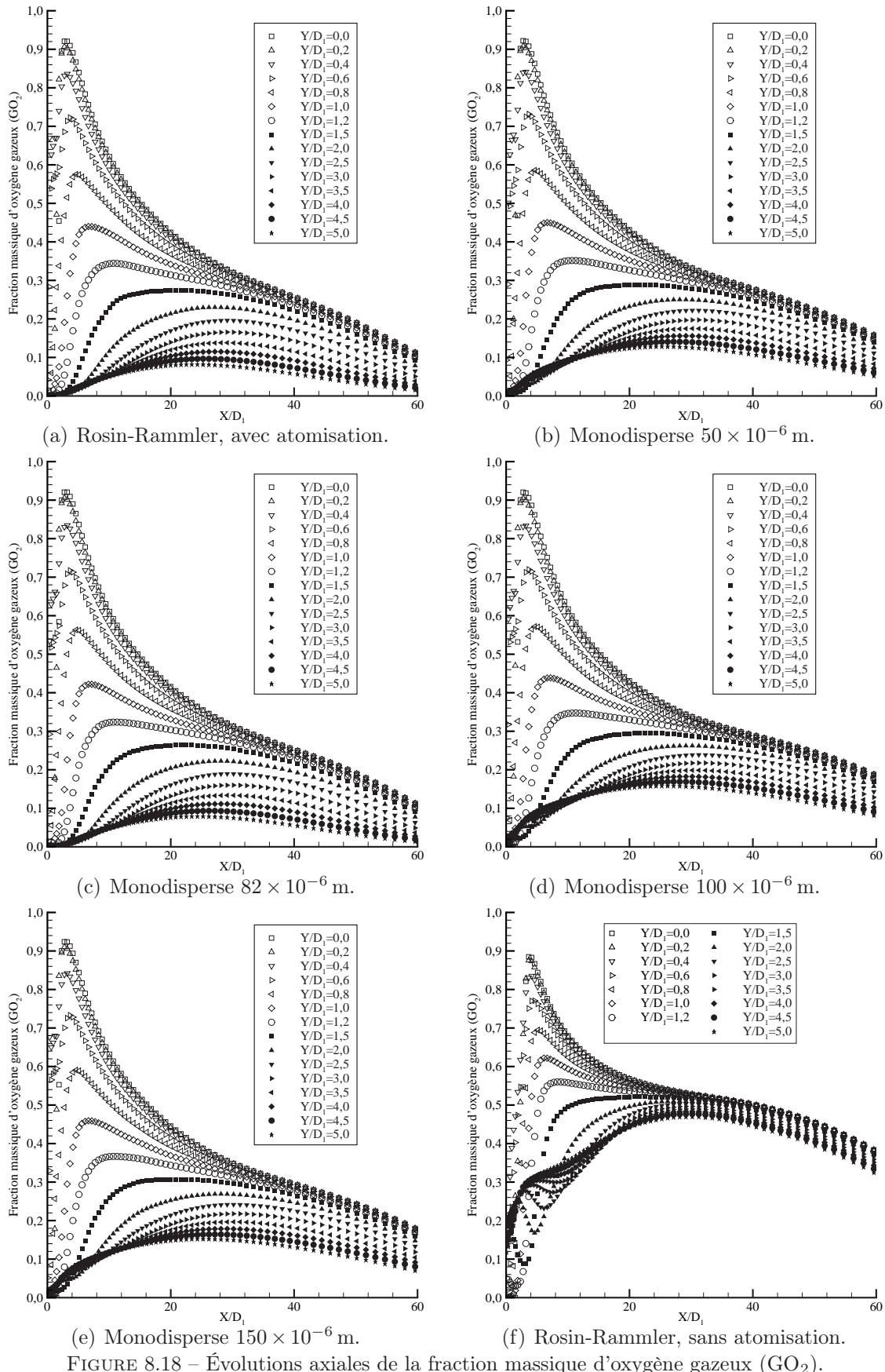


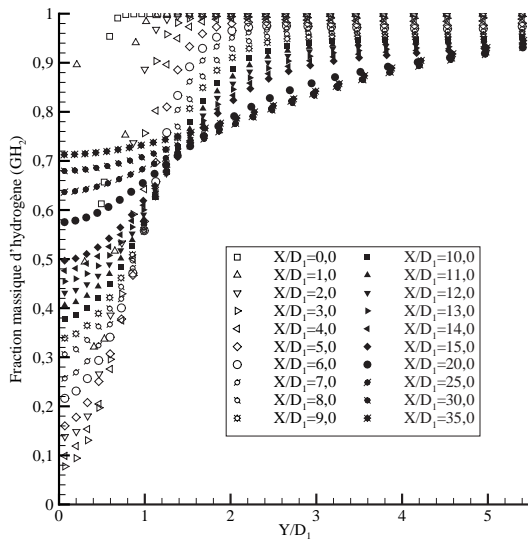
(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.



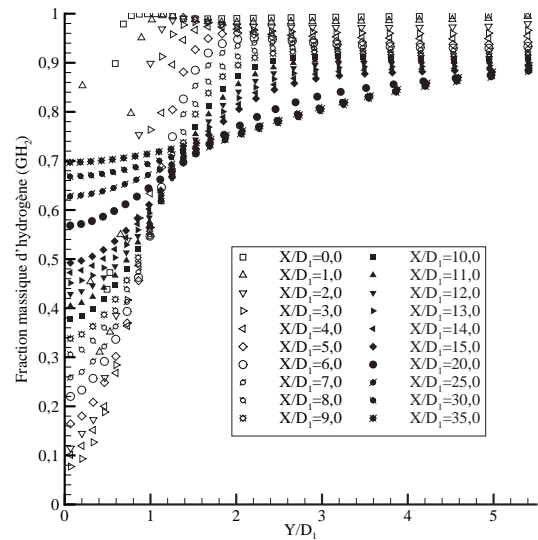
(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.17 – Évolutions axiales de la fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2).

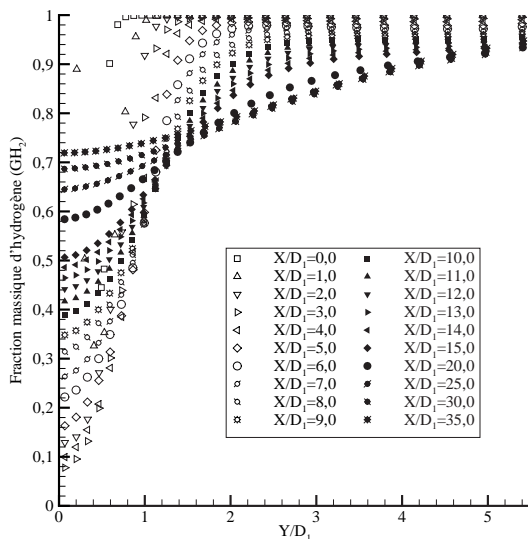




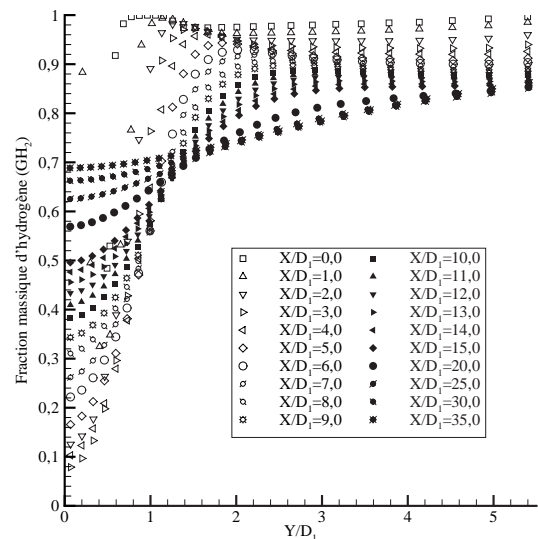
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



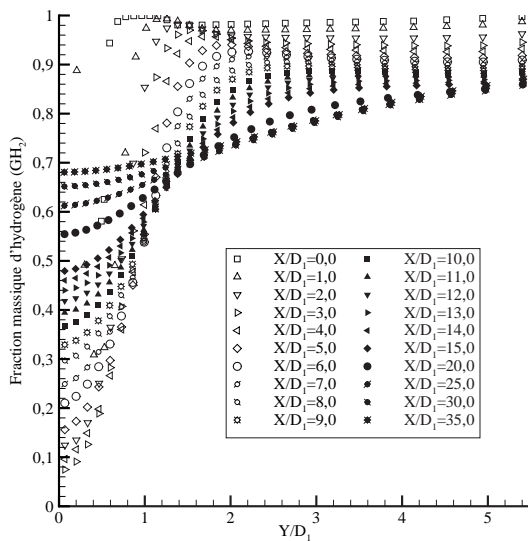
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



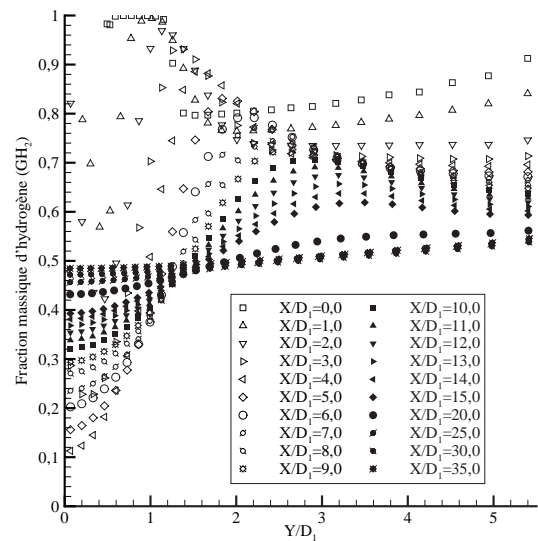
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.

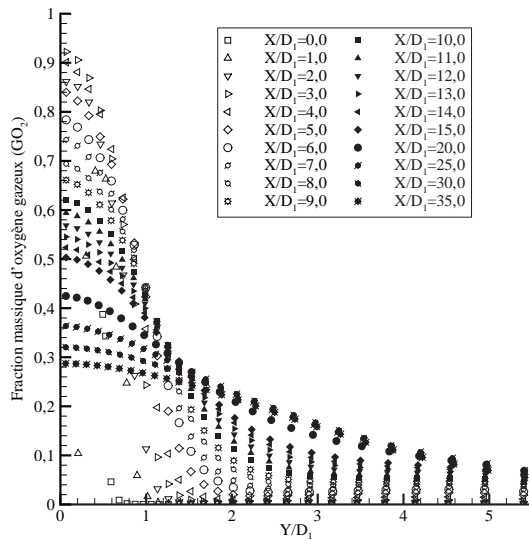


(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.

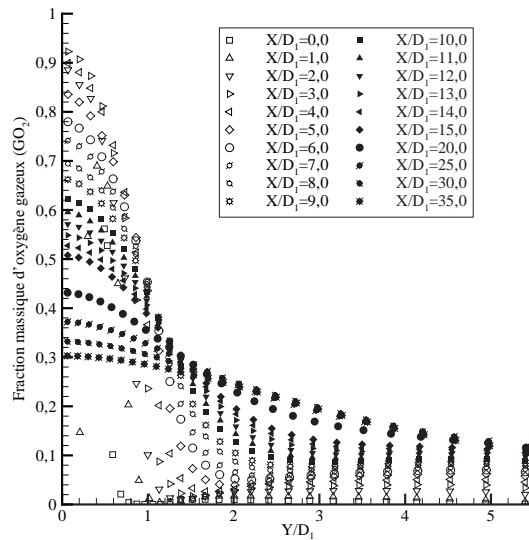


(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

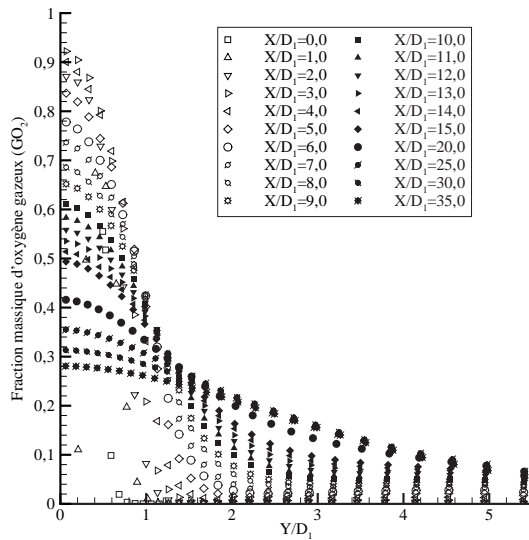
FIGURE 8.19 – Évolutions radiales de la fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2).



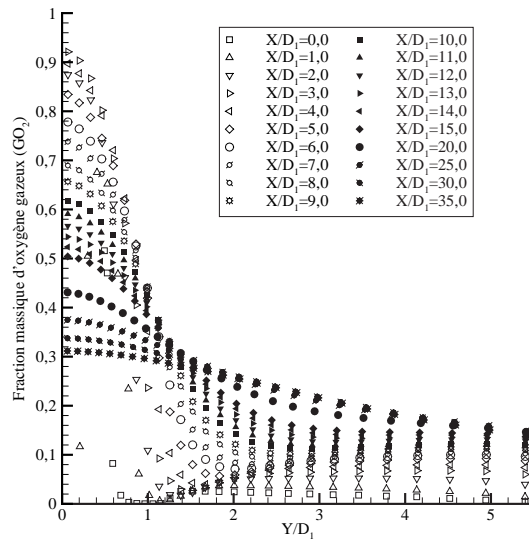
(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



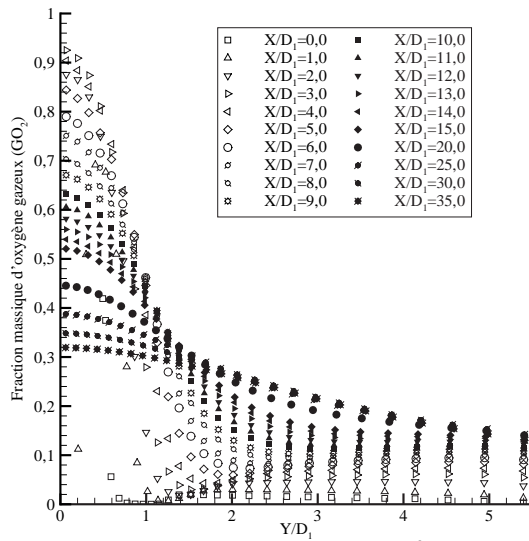
(b) Monodisperse 50×10^{-6} m.



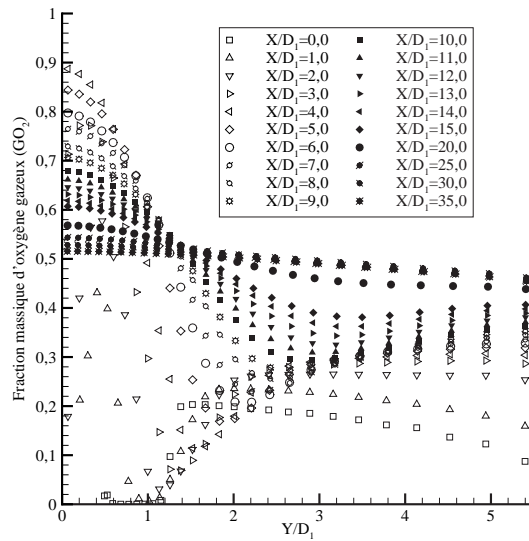
(c) Monodisperse 82×10^{-6} m.



(d) Monodisperse 100×10^{-6} m.



(e) Monodisperse 150×10^{-6} m.



(f) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.20 – Évolutions radiales de la fraction massique d'oxygène gazeux (GO_2).

considérées ($Y/D_1 \geq 3$).

Dans les zones proches de l'injection ($X/D_1 \leq 4$), les valeurs maximales des fractions massiques de vapeur d'oxygène sont plus faibles en $Y/D_1 = 0$ et $Y/D_1 = 0,2$ dans le cas du calcul sans fragmentation (figure 8.18.f) que dans les cas où la cassure est prise en compte (figures 8.18.a à 8.18.e). Cette différence provient de la plus intense vaporisation des gouttes dans cette région. En effet, dans le cas des simulations avec atomisation secondaire, de petits fragments se vaporisant rapidement sont générés, alors que dans le cas sans atomisation, seules les gouttes initialement introduites dans le maillage se vaporisent. Cette différence sur le nombre de petites gouttelettes se vaporisant est donc responsable des variations observées.

Enfin, les différentes simulations réalisées avec atomisation secondaire conduisent toutes à des évolutions axiales (figures 8.17.a à 8.17.e et 8.18.a à 8.18.e) et radiales (figures 8.19.a à 8.19.e et 8.20.a à 8.20.e) très semblables. Seules de faibles variations locales des concentrations des espèces sont observables sans qu'une quelconque influence de la distribution initiale des gouttes ne puisse être déduite de ces différences.

8.6.2 Comparaison avec / sans atomisation secondaire

Pour finir de caractériser l'écoulement, nous présentons respectivement sur les figures (8.21) et (8.22) des comparaisons des cartes de fractions massiques d'hydrogène et d'oxygène. Ces représentations ne concernent que les simulations réalisées avec la distribution initiale de Rosin-Rammler dans les cas avec et sans atomisation secondaire. Ces figures permettent donc de mettre en évidence l'influence du processus de cassure sur la composition finale de l'écoulement ainsi que sur la répartition spatiale des composants (les distributions initiales étant identiques, seul le processus de fragmentation est responsable des différences observées).

Dans un premier temps, comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe précédent, la vapeur d'oxygène est, dans le cas de la simulation avec atomisation secondaire (figure 8.22.a), essentiellement confinée sur l'axe du système. Nous observons alors une séparation nette entre l'hydrogène et l'oxygène (figures 8.21.a et 8.22.a). Dans le cas sans fragmentation, cette vapeur se répartie de manière quasiment uniforme dans le maillage (caractérisé par une couleur verte quasi uniforme pour $X/D_1 \geq 10$ sur les figures 8.21.b et 8.22.b). La diffusion de la vapeur d'oxygène dans le domaine de calcul est, dans le cas de la simulation avec atomisation secondaire, limitée par la présence de l'écoulement à haute vitesse enveloppant la zone de vaporisation. Dans le cas sans cassure, les gouttes les plus grosses parviennent à franchir l'écoulement, leur permettant ainsi de se vaporiser

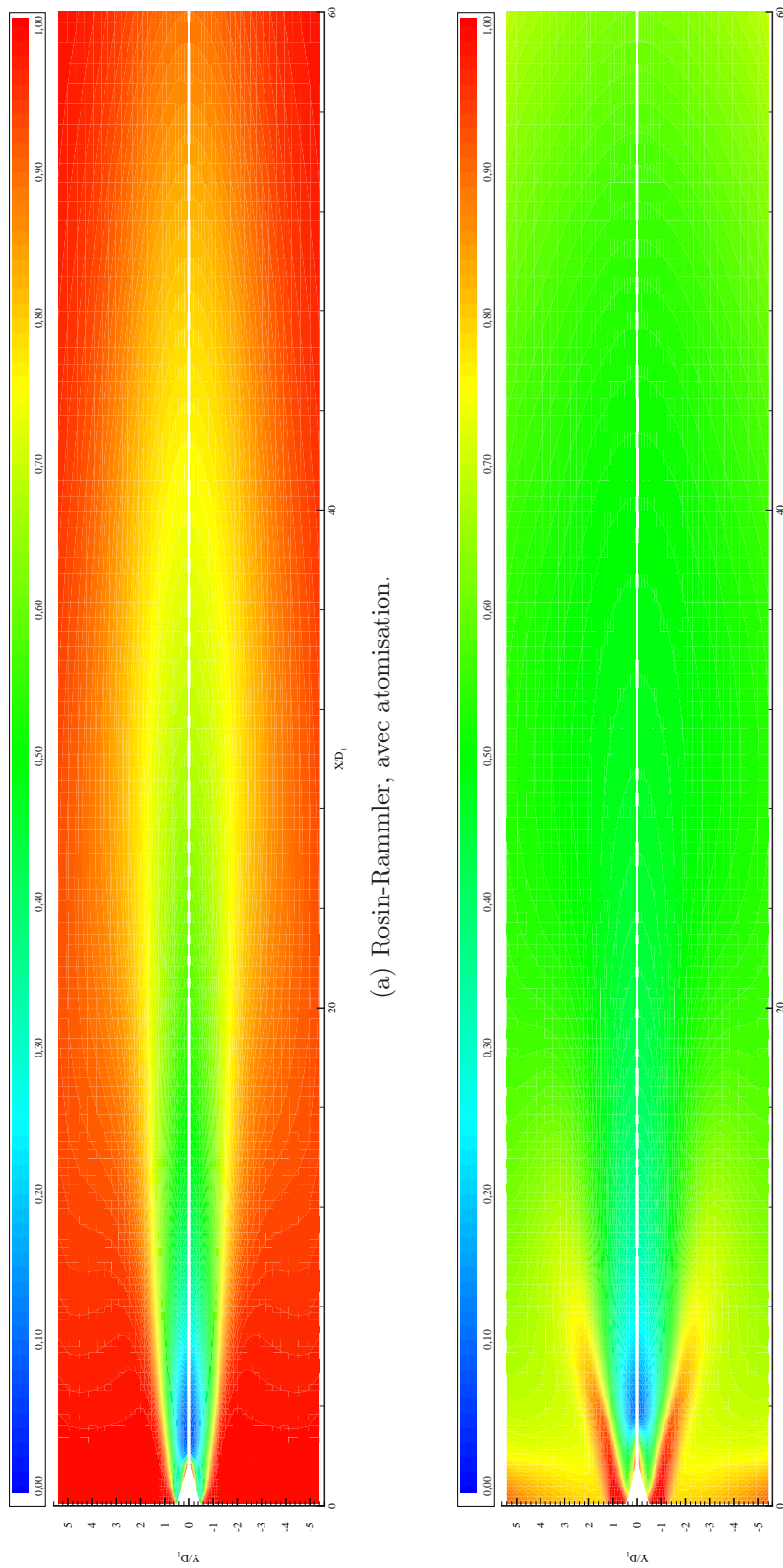
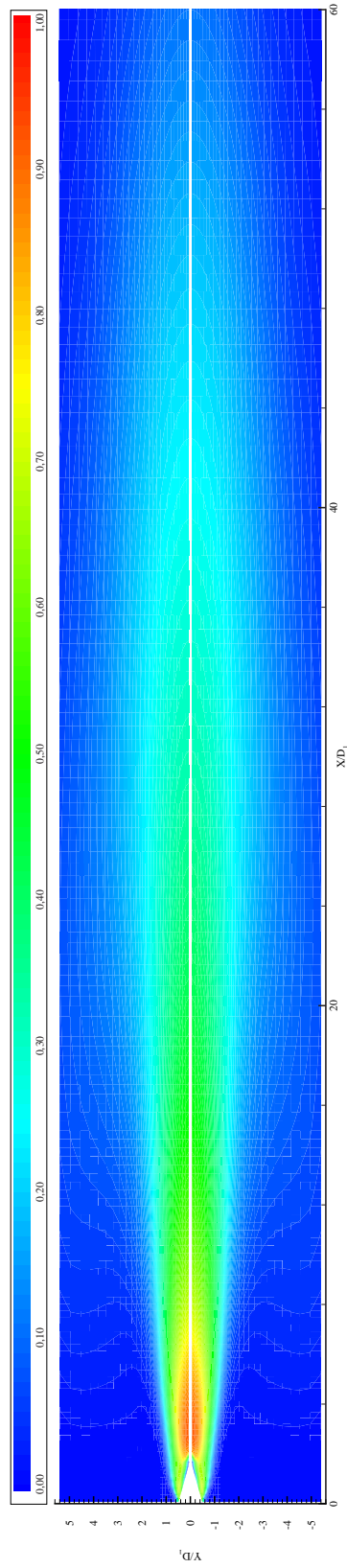
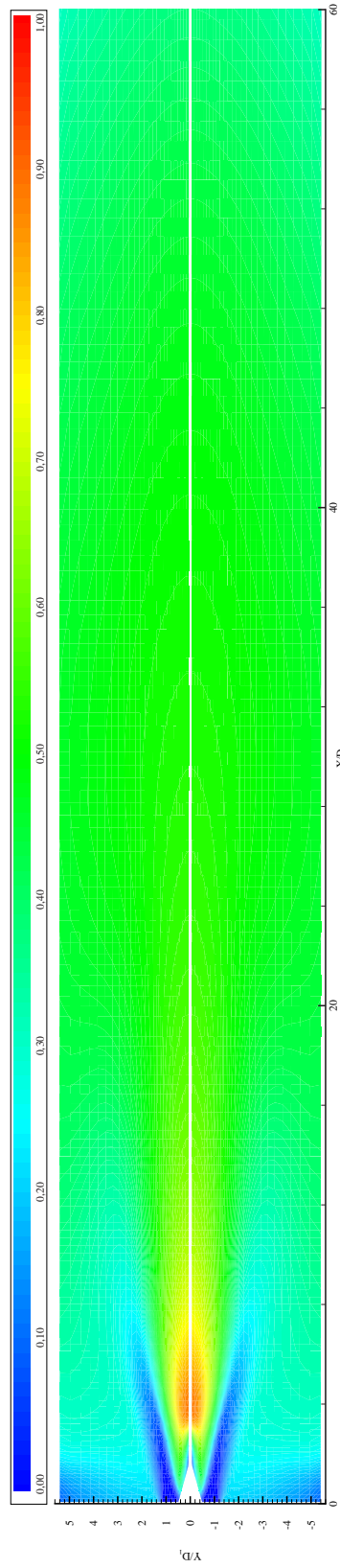


FIGURE 8.21 – Comparaison des cartes de fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2).



(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.22 – Comparaison des cartes de fraction massique d'oxygène gazeux (GO_2).

en dehors de ce confinement constitué par le jet à grande vitesse.

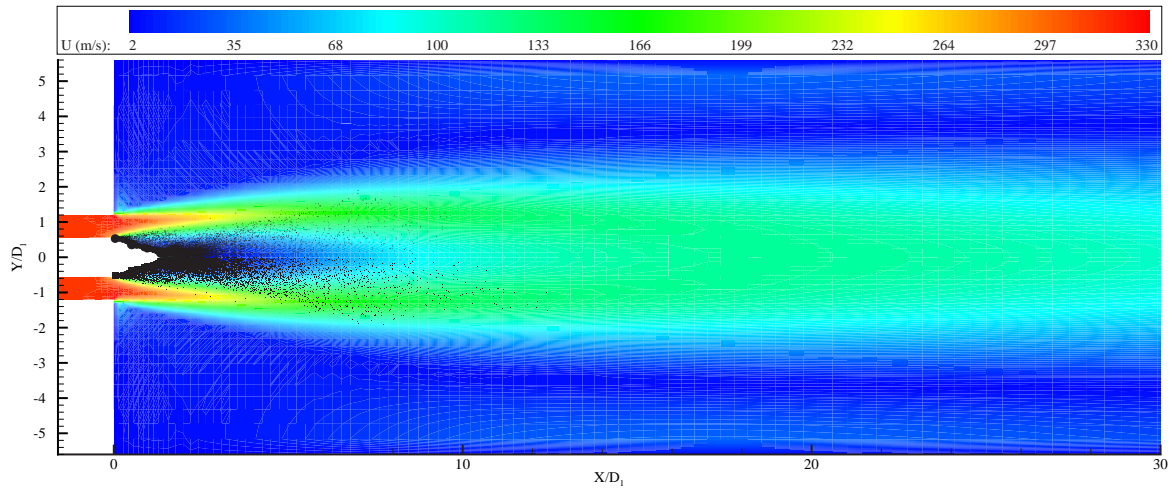
Nous constatons également que pour la simulation réalisée avec atomisation secondaire, la production de vapeur débute de manière plus précoce. En effet, la zone de concentration maximale de vapeur d'oxygène (zone rouge sur la figure 8.22) est plus proche du cœur potentiel liquide quand la cassure est prise en compte (figure 8.22.a) que quand elle ne l'est pas (figure 8.22.b). Cette vaporisation anticipée est le résultat de l'existence en plus grand nombre des petit fragments (gouttes injectées et fragments générés au cours de la pulvérisation) dans le cas de la simulation avec atomisation secondaire. Dans le cas sans cassure, le nombre de petites gouttelettes initialement limité par la distribution de Rosin-Rammler, décroît en raison du processus de vaporisation (le nombre de petites parcelles liquides reste par conséquent très limité), retardant ainsi la production de vapeur.

8.7 Superposition du champ de vitesse et des gouttes

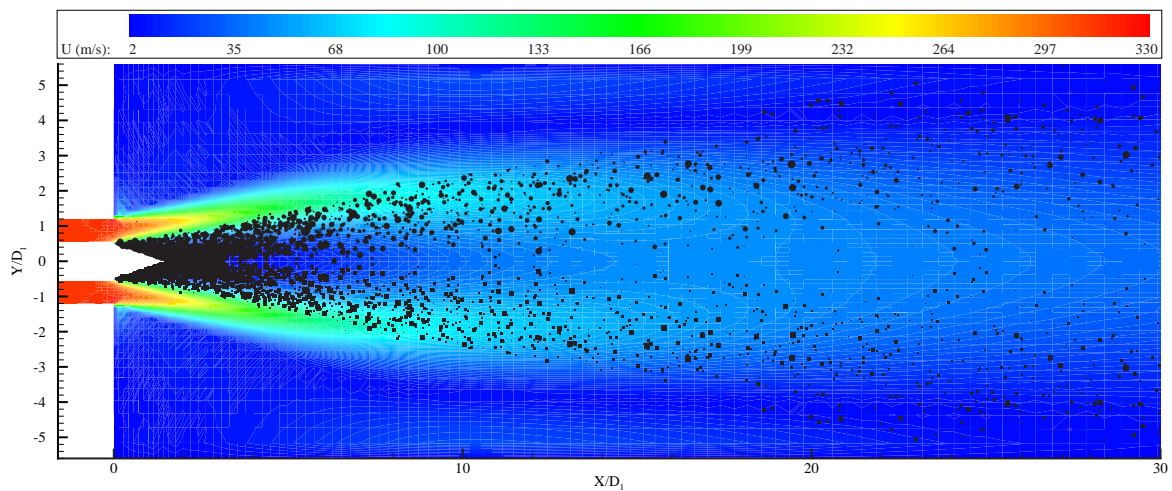
Nous présentons maintenant sur la figure (8.23) des superpositions du champ de vitesse moyen et des gouttes en fin de simulation. Ces représentations correspondent aux simulations réalisées avec la distribution initiale de Rosin-Rammler dans les cas avec (figure 8.23.a) et sans (figure 8.23.b) atomisation secondaire. Cette figure met clairement en évidence l'influence du processus de fragmentation sur la structure du brouillard (position, nombre, taille... des gouttes). En effet, le calcul avec atomisation conduit à un confinement des gouttelettes par l'écoulement gazeux alors que dans le cas sans fragmentation, des gouttes parviennent à se disperser dans la quasi totalité du domaine.

Par ailleurs, nous remarquons que des gouttes persistent loin de la position d'injection (en $X/D_1 \geq 30$) dans le cas sans atomisation (des gouttes sont encore présentes jusqu'à la sortie du maillage), contrairement au cas avec fragmentation pour lequel toutes les gouttelettes se vaporisent totalement avant $X/D_1 = 10$. Cette différence de longueur du brouillard est responsable des différences observées pour les fraction massiques des constituants dans le domaine de calcul (*cf.* paragraphe 8.6).

Enfin, nous constatons une modification de l'écoulement entre les simulations avec (figure 8.23.a) et sans (figure 8.23.b) atomisation. En effet, le champ de vitesse décroît moins rapidement dans le cas avec fragmentation en raison de la composition même du brouillard (composé essentiellement de petites gouttes), influençant dans une moindre proportion le développement du jet à grande vitesse.



(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 8.23 – Superposition du champ de vitesse moyen et des gouttes.

8.8 Conclusion

Ce chapitre consacré à la simulation du dispositif MASCOTTE dans des conditions non réactives nous a permis de mettre en évidence l'importance du processus d'atomisation secondaire sur la structure finale du brouillard ainsi que sur la composition de l'écoulement.

Dans un premier temps, les calculs réalisés avec atomisation secondaire montrent que le processus de cassure influence fortement la structure finale du brouillard (nombre de gouttes, valeurs des diamètres moyens et caractéristiques, distributions...) ainsi que sur la composition finale de l'écoulement gazeux (en comparaison avec la simulation réalisée

sans fragmentation).

Par ailleurs, l'importance de la distribution initiale sur les propriétés finales du brouillard et de l'écoulement semble très limitée. En effet, seule la distribution de plus petit diamètre initial ($D_{ini} = 50 \times 10^{-6}$ m) entraîne des variations restant malgré tout très faibles.

Nous observons également que la distribution initiale est totalement transformée par l'atomisation. C'est ainsi qu'une distribution initialement monodisperse permet l'observation d'une loi de Rosin-Rammler dans les régions éloignées de l'injection.

Toutes les simulations effectuées (avec et sans atomisation) nous permettent d'observer une valeur du rapport $D_{0,5}/D_{32}$ voisine de celle déterminée expérimentalement par Simmons (1977a, b), bien que légèrement plus faible, en raison du nombre important de petites gouttelettes générées.

Enfin, le calcul avec atomisation secondaire provoque un confinement de la vapeur d'oxygène sur l'axe du système, limitant le mélange (dans le cas sans fragmentation, l'oxygène gazeux se répartit uniformément dans tout le domaine au-delà de $X/D_1 = 10$). Cette propriété permettra (*cf.* chapitre 9) d'observer une flamme entourant le brouillard pour former une flamme de type flamme-jet de diffusion.

Le faible nombre de comparaisons entre nos simulations et les données expérimentales à deux causes principales :

- nos simulations sont réalisées sous une pression de 1,0 MPa, alors que les expérimentations dans les conditions non réactives avec le banc d'essai MASCOTTE sont souvent réalisées sous 0,1 MPa ;
- les expériences réalisées sous 1,0 MPa conduisent à l'observation d'un brouillard d'une très grande densité, limitant fortement la quantité et la validité des données obtenues. Des techniques plus spécifiques doivent donc être mises en œuvre pour permettre une investigation plus poussée de ce type de brouillard (Metay *et al.*, 2003).

Chapitre 9

Simulations du dispositif MASCOTTE - Cas réactif

9.1 Introduction

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence l'importance du processus de cassure sur les propriétés du brouillard se développant dans le domaine de calcul dans des conditions non réactives. Nous nous intéressons dans ce chapitre aux effets de ce processus de fragmentation sur la structure d'une flamme (température, position, taux de réaction...) générée au cours de simulations dans des conditions réactives. L'influence de l'atomisation secondaire sur les propriétés du brouillard ainsi que sur la composition de l'écoulement est également étudiée.

9.2 Conditions de simulations

Les résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus au cours de calculs reprenant les conditions déjà exposées dans le chapitre précédent, consacré aux simulations du dispositif MASCOTTE dans des conditions non réactives. Le maillage est ainsi celui représenté sur les figures (8.2) et (8.3). Les propriétés initiales des fluides injectés peuvent être retrouvées dans le tableau (8.2). La procédure d'injection des gouttes dans le domaine de calcul est celle décrite dans le paragraphe 8.3.3. Les modèles utilisés (excepté le modèle de combustion) sont les mêmes que ceux listés dans le paragraphe 8.3.2 (turbulence, vaporisation, dispersion turbulente de la phase dispersée).

Dans ce chapitre nous ne considérons qu'une distribution initiale de Rosin-Rammler déterminée par la relation (8.4). Dans le but de mettre en évidence les effets du processus de cassure sur les propriétés finales de la flamme, du brouillard et de l'écoulement, deux

simulations sont réalisées. La première utilise le modèle d'atomisation secondaire décrit dans le chapitre 5, alors que la seconde ne fait intervenir aucun processus de fragmentation. Une comparaison systématique des résultats issus de ces deux types de calculs permettra de vérifier l'impact du modèle de pulvérisation sur les caractéristiques finales de la flamme, du brouillard et de l'écoulement.

L'ensemble des calculs exposés dans ce chapitre sont initiés à partir du champ dynamique convergé de la figure (8.5). À partir de ce champ initial, environ 200 000 itérations sont effectuées avec un pas de temps de l'ordre de 7×10^{-8} s, représentant finalement un temps physique total d'environ 14 ms. Ces simulations nécessitent environ 1 000 heures de calcul sur SILICON GRAPHICS ORIGIN 2000 et génèrent alors environ 30 Go de données. Les résultats présentés sont obtenus en effectuant une moyenne sur les 100 000 dernières itérations (constituant un total de 200 fichiers de caractéristiques séparés par un intervalle de 500 itérations). Le nombre de gouttes considérées dans les statistiques est alors voisin de 7 000 000 dans le cas du calcul avec atomisation secondaire (environ 12 fois moins pour la simulation sans cassure, *cf.* paragraphe 9.6.1).

9.3 Modèle de combustion

Le processus de combustion se déroulant dans le domaine de l est reproduit par l'intermédiaire d'un modèle « **Eddy Break Up** » (EBU) déjà implanté dans le code THÉSÉE. Ce modèle, à chimie infiniment rapide est adapté à la simulation de la combustion dans des conditions turbulentes (nous utilisons ici un modèle de turbulence de type $k-\epsilon$) et est limité aux réactions à une étape du type :



qui se traduit dans notre cas par :



Le taux de réaction (permettant de localiser la flamme et sa forme ainsi que d'évaluer l'intensité de la combustion) est alors contrôlé par les échelles de la turbulence, responsables du mélange entre les différentes espèces réactives (GO_2 et GH_2) présentes dans le domaine de calcul.

La température de la flamme observée dans de tels système est supérieure à 3 000 K. Les produits de combustion subissent donc des dissociations. Pour en tenir compte, nous

corrigeons la capacité calorifique des produits de combustion (bien que cette dissociation n'apparaisse pas explicitement dans l'expression de la réaction chimique 9.1).

9.4 Structure de la flamme

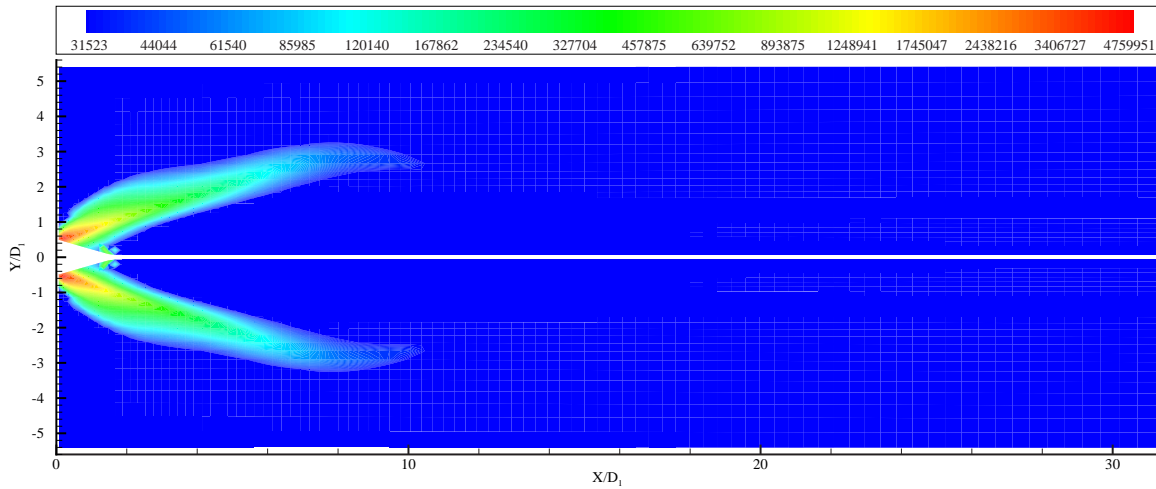
9.4.1 Position – Forme

De nombreux travaux (aussi bien expérimentaux que numériques) utilisent l'émission du radical OH pour déterminer la position de la flamme (Candel *et al.*, 1998; Herding *et al.*, 1998; Snyder *et al.*, 1997; Stepowski *et al.*, 1994; Vingert *et al.*, 1997; Farmer *et al.*, 2001). Dans nos simulations, nous considérons une combustion à une seule étape (équation 9.1) qui ne nous permet donc pas l'observation du radical OH. Pour localiser la flamme dans le domaine de calcul, nous nous basons alors sur le taux de réaction, représenté sur la figure (9.1).

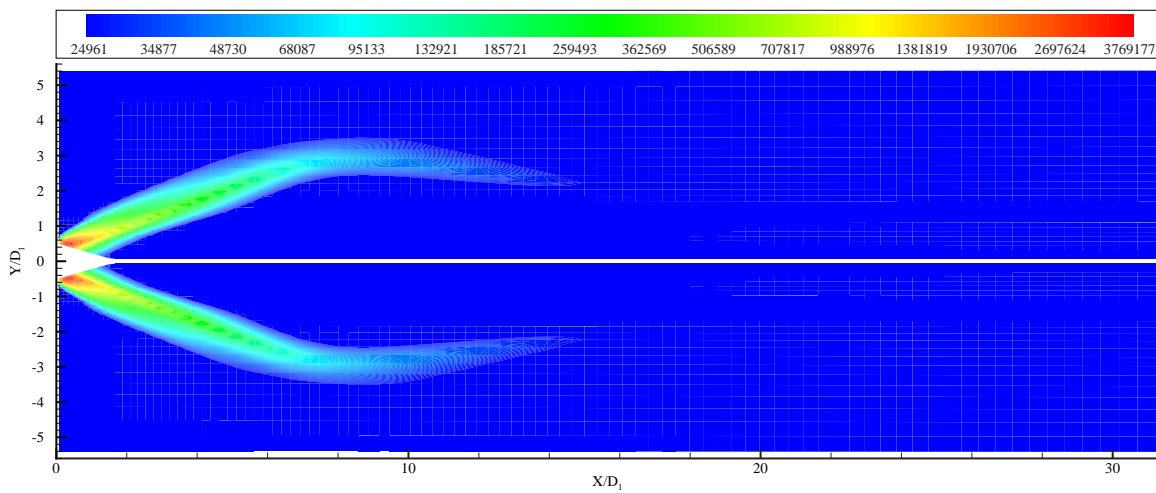
Dans un premier temps, nous remarquons que les deux simulations conduisent à une flamme qui s'accroche à la lèvres de l'injecteur coaxial. Cet accrochage a toujours été constaté expérimentalement, même dans le cas de fortes fluctuations dans les débits d'ergols (Herding *et al.*, 1996, 1998; Herding, 1997; Mayer et Tamura, 1996). Des simulations dans les mêmes conditions que les nôtres (basées sur les recommandations du cas test n° 2 du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion », *cf.* Haidn, 2001) ont également conduit à l'observation de ce type de flamme (Lequette, 2001). L'utilisation ou non du modèle de cassure au cours des calculs n'influence en rien l'accrochage de la flamme au niveau de l'injecteur.

Par ailleurs, nous remarquons que la flamme adopte une structure de type flamme-jet de diffusion (*cf.* paragraphe 3.1), pour laquelle la flamme entoure le brouillard (dans le cas du calcul avec atomisation, comme nous l'observerons ultérieurement, les gouttes parviennent jusqu'à la flamme sans la traverser). Ce mode de combustion est également décrit expérimentalement par Juniper *et al.* (2001b) dans des conditions similaires à celles utilisées pour effectuer ces simulations.

Une évaluation des angles d'épanouissement des flammes dans les deux cas de simulation montrent que ceux-ci sont largement supérieurs à celui mesuré expérimentalement. En effet, nous obtenons respectivement $17,80^\circ$ et $19,53^\circ$ pour les simulations avec et sans atomisation, alors que Juniper *et al.* (2001b) observent un angle de $7,2^\circ$. Cette différence peut avoir des origines diverses, comme la méthode d'injection des gouttes dans le domaine de calcul (la vitesse radiale des gouttes est non nulle et est décroissante avec la distance axiale). Il faut toutefois noter que la simulation prenant en compte la fragmentation per-



(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.1 – Taux de réaction moyen ($\text{mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$).

met de réduire la différence avec la valeur expérimentale (une diminution d'environ de 2° est observée entre ces deux calculs).

Enfin, la simulation sans atomisation secondaire (figure 9.1.b) conduit à l'observation d'une flamme de longueur plus importante que dans le cas où la cassure est prise en compte (figure 9.1.a). Cette différence provient de la durée de vie supérieure des gouttes dans le calcul sans pulvérisation, qui favorise la production de vapeur (et donc la combustion) dans des régions plus éloignées de l'injecteur.

9.4.2 Intensité de combustion

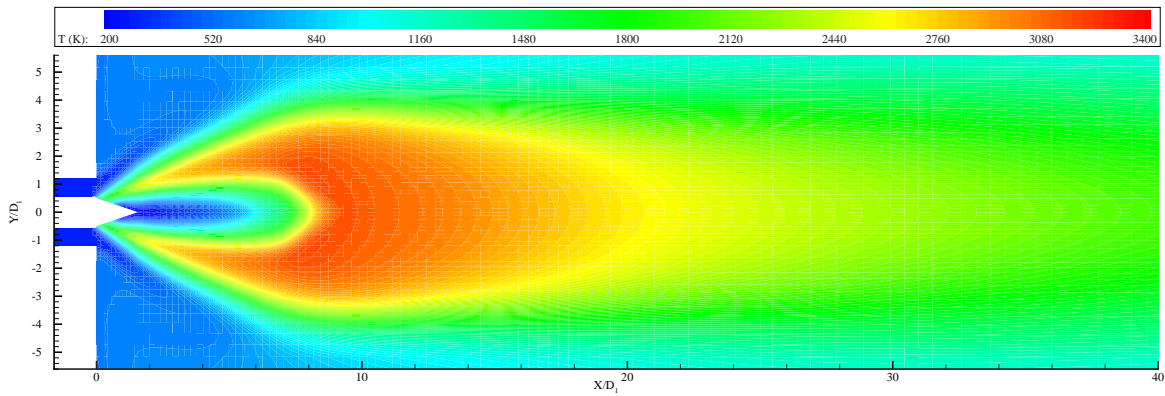
Le taux de réaction présenté sur la figure (9.1) permet également de caractériser l'intensité de la combustion se déroulant dans le maillage. C'est ainsi qu'en nous basant sur sa valeur maximale, nous constatons qu'il est environ 26 % plus important dans le cas avec atomisation secondaire (figure 9.1.a) que lorsque la fragmentation n'est pas prise en compte (figure 9.1.b). Cette différence résulte de la plus grande quantité de vapeur d'oxygène disponible localement quand la pulvérisation est envisagée (*cf.* paragraphe 8.6). De plus, le modèle de combustion employé (à chimie infiniment rapide) conduit à une combustion quasiment instantanée (seulement limitée par le temps de mélange résultant des caractéristiques de la turbulence). Finalement, cette vaporisation plus importante, couplée au modèle EBU, se traduit par une consommation des réactifs plus élevée et donc par une réaction plus intense. Les valeurs observées sur cette figure (que ce soit avec ou sans atomisation secondaire) sont supérieures à celles observées par Lequette (2001) (le modèle de combustion étant différent).

9.5 Propriétés de l'écoulement

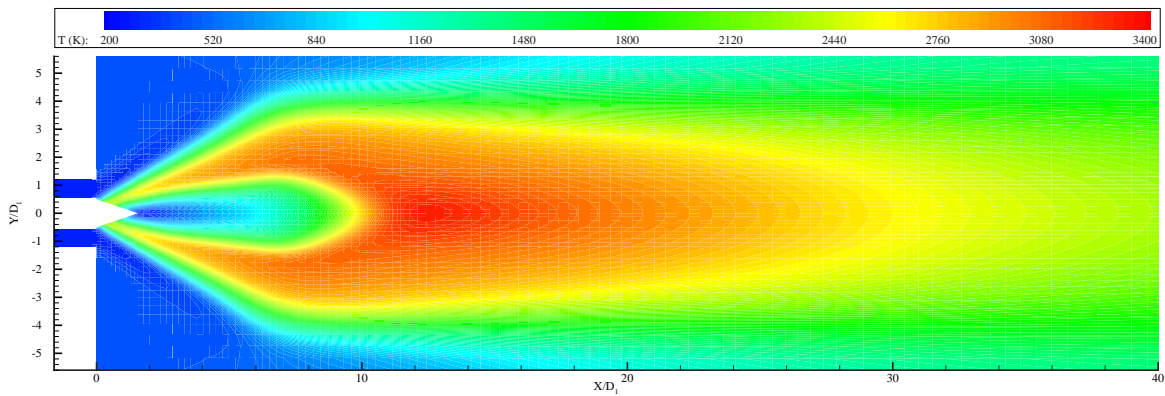
9.5.1 Température

Champ spatial

La figure (9.2) présente les cartes de température moyenne de l'écoulement pour les simulations réalisées avec et sans atomisation secondaire. Dans un premier temps, nous constatons l'obtention de températures maximales tout à fait similaires (de l'ordre de 3400 K) pour les deux simulations réalisées. Le processus d'atomisation n'agit donc que sur le champ spatial de température. C'est ainsi que dans le calcul avec fragmentation, la production de chaleur est plus précoce que dans le cas sans cassure. En effet, la simulation avec pulvérisation conduit à l'observation d'un cœur « froid » plus restreint qu'au cours du calcul sans atomisation (jusqu'en $X/D_1 = 8$ pour le calcul avec atomisation contre $X/D_1 = 10$ dans l'autre cas). Cette différence provient de la plus grande quantité de vapeur produite (et générée de manière plus précoce, comme nous l'avons remarqué au cours du paragraphe 8.6) avec la simulation considérant la fragmentation. Ces cartes de température sont tout à fait comparables à celles obtenues par Farmer *et al.* (2001), Lequette (2001) ou encore Pourouchottamane *et al.* (2001b).



(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.2 – Carte de température moyenne.

Profils axiaux

En nous basant sur les données disponibles de la littérature (Candel *et al.*, 1998 ; Vingert *et al.*, 1997), nous présentons sur la figure (9.3) les profils axiaux de température pour $Y/D_1 = 2,0$ et $Y/D_1 = 3,0$. Les mesures expérimentales sont obtenues par **D**iffusion **R**aman **A**nti-**S**tokes **C**ohérente (DRASC) sur l'hydrogène (Grisch *et al.*, 2000, 2001).

Nous constatons dans un premier temps, que les températures issues des deux simulations sont comparables aux données expérimentales (elles suivent une évolution sensiblement identique). Par ailleurs, le calcul avec cassure permet l'observation de températures supérieures au cas de la simulation sans pulvérisation. Cette différence, plus prononcée sur le profil de la figure (9.3.b), provient de la plus grande quantité d'oxygène gazeux disponible localement (*cf.* paragraphe 8.6), entraînant un plus fort dégagement de chaleur au cours de la combustion. Enfin, pour les distances axiales les plus importantes, la température décroît plus rapidement dans le cas avec atomisation secondaire, jusqu'à devenir inférieure à celle constatée pour l'autre calcul. La simulation avec pulvérisation, conduit

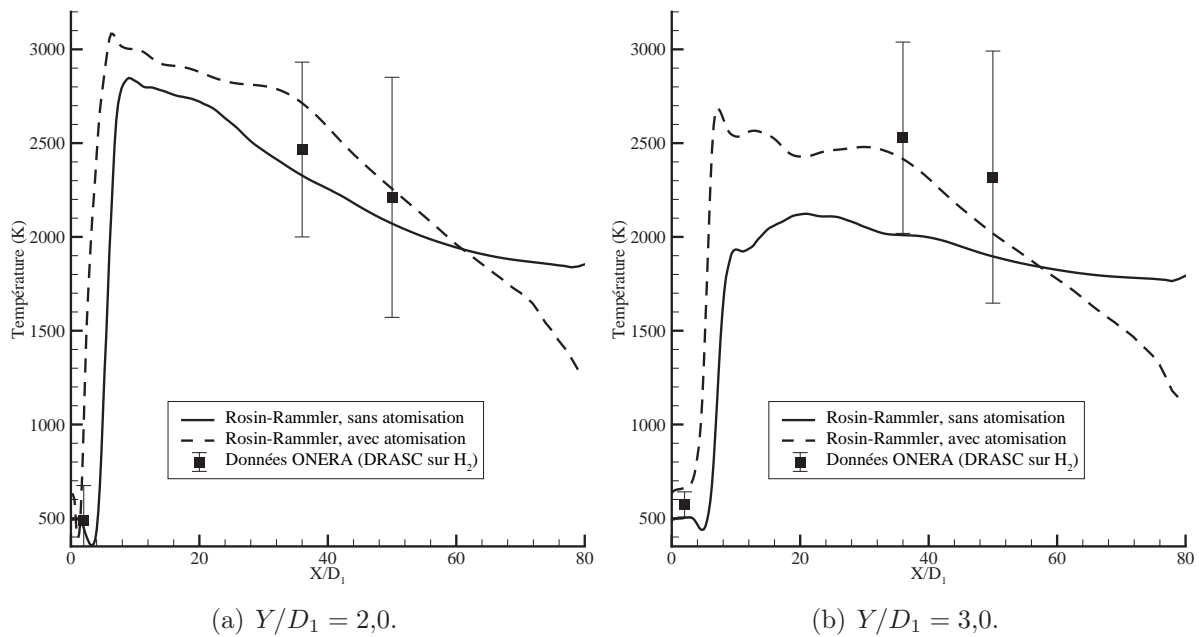


FIGURE 9.3 – Profils axiaux de température.

à une réaction se déroulant sur une zone plus limitée (mais avec une combustion plus intense), réduisant ainsi l'étendue de la production de chaleur (la réduction de température locale est amortie, dans le cas sans cassure, par la présence d'une flamme plus étendue).

Profils radiaux

La figure (9.4) présente trois évolutions radiales de température obtenues au cours des deux simulations. Nous avons également reporté les mesures expérimentales de Candel *et al.* (1998) et de Vingert *et al.* (1997) (données de thermométrie DRASC sur H₂ fournies par l'ONERA).

Dans un premier temps, nous constatons sur la figure (9.4.a) un comportement totalement modifié en fonction de l'utilisation ou non du modèle d'atomisation secondaire. En effet, dans le cas du calcul sans fragmentation, la température commence par décroître, alors que pour l'autre simulation, elle subit initialement une forte croissance. Pour tenter d'expliquer cette différence, nous représentons sur la figure (9.5) l'ensemble des profils présentés au cours du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » (Farmer *et al.*, 2001 ; Lequette, 2001 ; Pourouchottamane *et al.*, 2001b). Nous remarquons alors que la température a une allure tout à fait comparable à celles obtenues au cours des autres simulations, bien que la largeur du pic soit nettement supérieure aux autres calculs (la température dans cette zone est alors très supérieure aux valeurs expérimentales de thermométrie DRASC). À cette position particulière, l'utilisation du modèle de

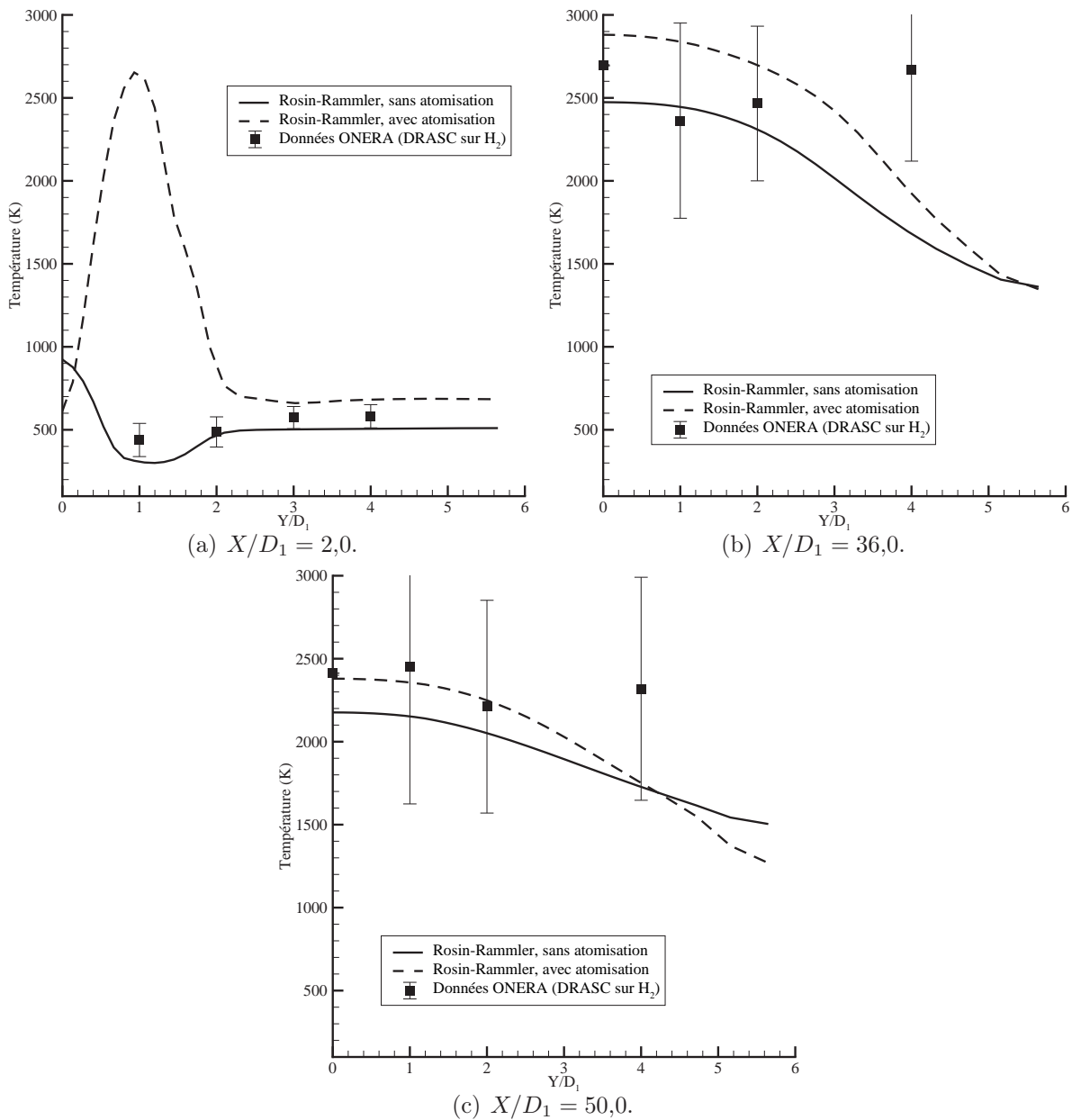


FIGURE 9.4 – Profils radiaux de température.

cassure conduit donc à une meilleure reproduction de la température maximale, sans pour autant s'accorder sur la largeur du profil (et donc sur les données expérimentales pour les distances radiales importantes). Au-delà de $Y/D_1 = 3,0$, les températures obtenues sont pratiquement en accord avec les mesures de thermométrie DRASC (figure 9.4.a).

Les deux autres séries de profils radiaux (en $X/D_1 = 36,0$ sur la figure 9.4.b et $X/D_1 = 50,0$ sur la figure 9.4.c) font apparaître une augmentation de la température quand le modèle de cassure est pris en compte. Cette variation permet dans ces deux cas de recentrer les températures sur les mesures expérimentales. Seule la valeur en $Y/D_1 = 4$ pour le

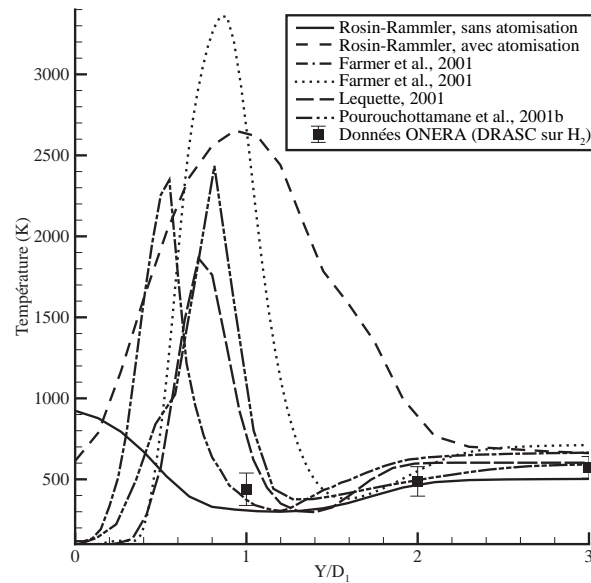


FIGURE 9.5 – Profils radiaux en $X/D_1 = 2,0$ présentés au cours du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » (Farmer *et al.*, 2001 ; Lequette, 2001 ; Pourouchottamane *et al.*, 2001b).

profil en $X/D_1 = 36,0$ est en dehors de l'intervalle de température. Cette différence peut provenir de la zone de recirculation (visible sur le champ présenté sur la figure 8.5.a), ou encore d'une température de paroi trop froide (nous utilisons une paroi à température constante fixée à 300 K).

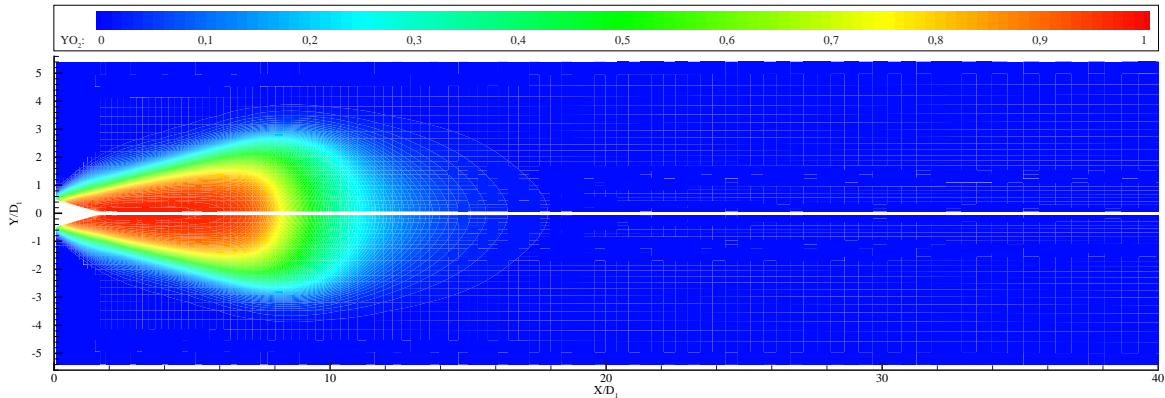
9.5.2 Fractions massiques des constituants

Les figures (9.6), (9.7) et (9.8) présentent respectivement les cartes de fraction massique d'oxygène gazeux (issu de la vaporisation), d'hydrogène et de vapeur d'eau, pour les deux simulations réalisées.

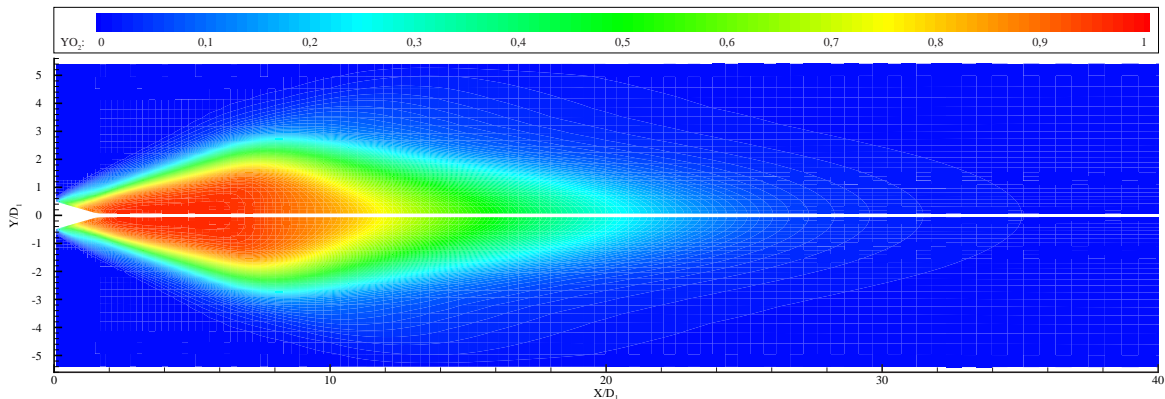
La figure (9.6) montre que l'oxygène liquide introduit dans le domaine de calcul, contrairement aux simulations réalisées dans des conditions non réactives (*cf.* chapitre 8), ne parvient pas à en sortir. En effet, les conditions sont telles que l'hydrogène est injecté en fort excès ($\Phi \approx 3,8$). La combustion est donc limitée par la quantité d'oxygène initialement introduite. Par ailleurs, les calculs, qu'ils soient réalisés avec ou sans atomisation secondaire, conduisent dans tous les cas à la disparition totale de l'oxygène (nous verrons ultérieurement que les toutes gouttes se vaporisent totalement avant de sortir du maillage).

Par ailleurs, la zone de présence de vapeur d'oxygène gazeux est plus restreinte quand

la fragmentation est prise en compte (figure 9.6.a). Cette réduction est la conséquence de l'amplification de la vaporisation (en raison de la diminution de la taille des gouttes), entraînant une combustion plus intense (et donc la disparition plus précoce de l'oxygène). Au cours de la simulation sans atomisation secondaire (figure 9.6.b), la diminution de la production locale d'oxygène gazeux résulte en un élargissement de la zone de gazéification (et donc en une zone de présence plus étendue).



(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



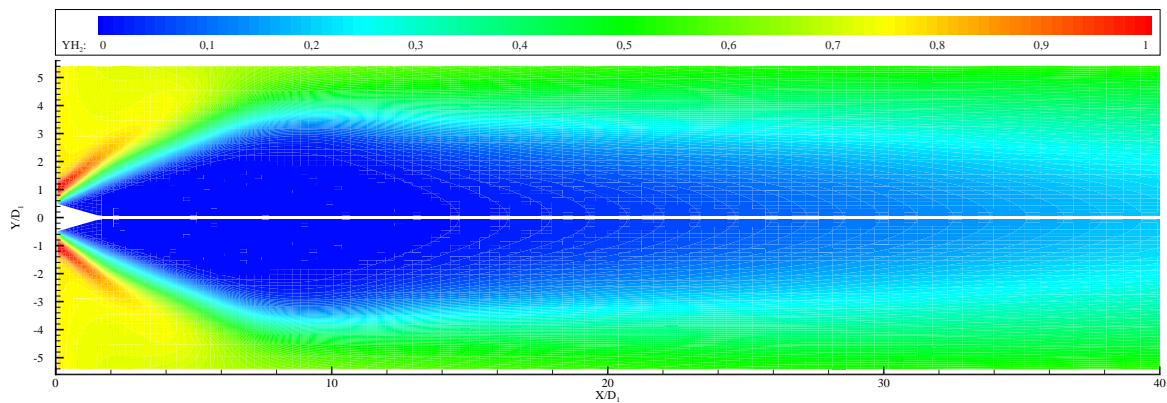
(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.6 – Carte de fraction massique moyenne d'oxygène gazeux.

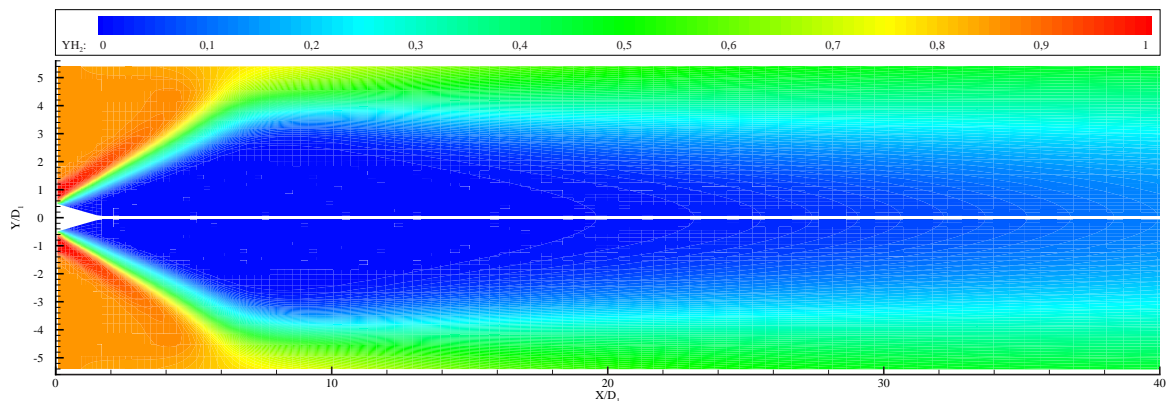
La figure (9.7) met en évidence le confinement de l'hydrogène dans les zones les plus proches des parois du système. Cette localisation plus réduite résulte de la présence de vapeur d'oxygène sur l'axe du système pour les faibles positions axiales (figure 9.6), qui est ensuite remplacée, pour les positions axiales les plus importantes, par de la vapeur d'eau (figure 9.8). Cette localisation spatiale des constituants initiaux (hydrogène et oxygène) confirme la présence de type flamme-jet de diffusion déjà décrite dans le paragraphe 9.4.1. En effet, ces composants ne rentrent en contact que dans la zone de réaction.

Par ailleurs, dans le cas de la simulation réalisée avec atomisation secondaire, la concen-

tration d'hydrogène (figure 9.7.a) est plus faible dans les zones proches de la paroi (voisines de $X/D_1 = 0$) pour les positions radiales les plus importantes (de $Y/D_1 = 1,5$ environ à la paroi). Cette réduction de la fraction massique est à mettre en parallèle avec la présence plus importante de vapeur d'eau dans ces mêmes zones (figure 9.8.a). La concentration de vapeur d'eau à ces positions est la conséquence de la conjugaison de deux phénomènes déjà discutés. Le premier est l'existence d'une zone de recirculation (observée sur le champ dynamique de la figure 8.5.a), entraînant un retour vers les plus faibles positions axiales de la vapeur d'eau générée au cours de la combustion. Le second est la réaction plus intense rencontrée au cours de cette simulation prenant en compte la pulvérisation.



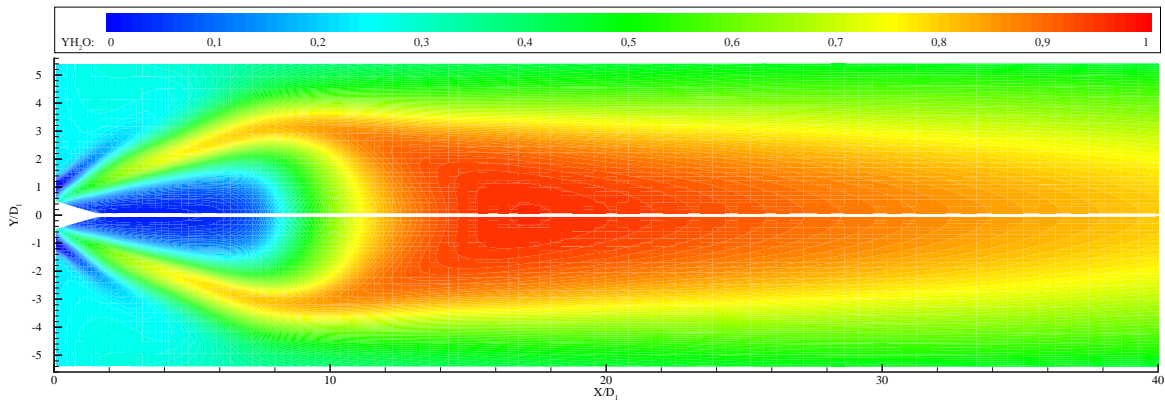
(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



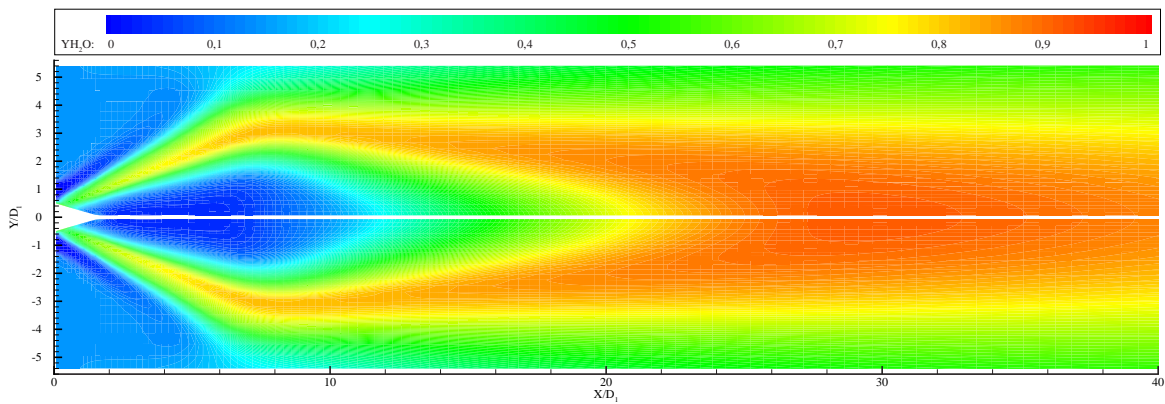
(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.7 – Carte de fraction massique moyenne d'hydrogène gazeux.

Les répartitions spatiales des composants sont similaires à celles présentées au cours du cas test n° 2 du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » (Farmer *et al.*, 2001 ; Lequette, 2001 ; Pourouchottamane *et al.*, 2001b).



(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.8 – Carte de fraction massique moyenne d'H₂O gazeux.

9.6 Propriétés du brouillard

9.6.1 Nombre de gouttes

Nombre total de gouttes

Le tableau (9.1) présente le nombre total moyen de gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul. Dans un premier temps, nous remarquons que le processus de combustion réduit dans de fortes proportions ce nombre par rapport aux simulations réalisées dans des conditions non réactives (*cf.* paragraphe 8.5.1). En effet, l'existence de la flamme

Distribution initiale	Nombre de gouttes
Rosin-Rammler, avec atomisation	27 930
Rosin-Rammler, sans atomisation	2 295

TABLEAU 9.1 – Nombre total de gouttes en fin de simulation.

entraîne une diminution de l'ordre de 26% du nombre de fragments présents dans le maillage. Cette réduction du nombre de gouttelettes est la conséquence de l'accroissement de la vaporisation en raison du chauffage de la phase gazeuse par la flamme. Enfin, la multiplication par un facteur 10 (en passant du calcul sans cassure à celui avec atomisation secondaire) du nombre total de gouttes est sensiblement le même que celui observé dans les simulations sans combustion.

Évolutions spatiales

Les figures (9.9) et (9.10) présentent respectivement les évolutions axiales et radiales du nombre moyen de gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul. Ces figures mettent

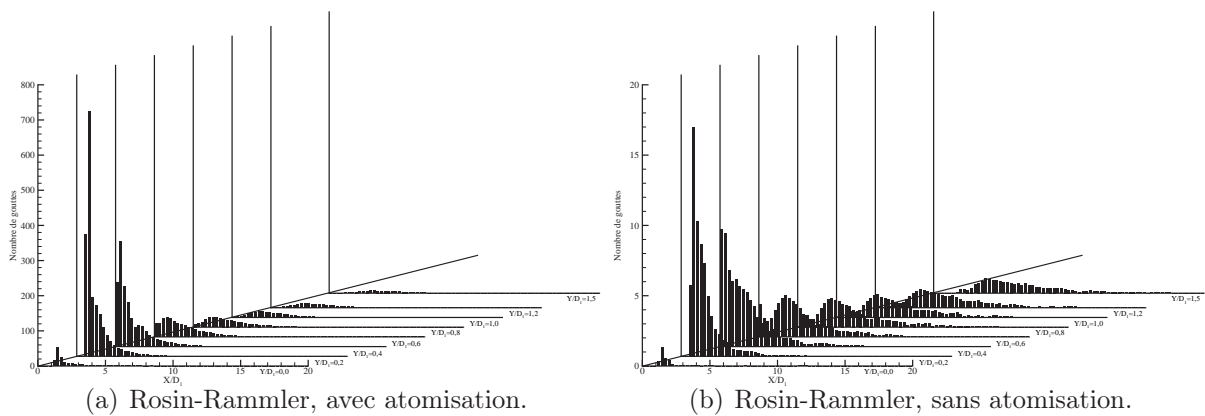


FIGURE 9.9 – Évolutions axiales du nombre de gouttes.

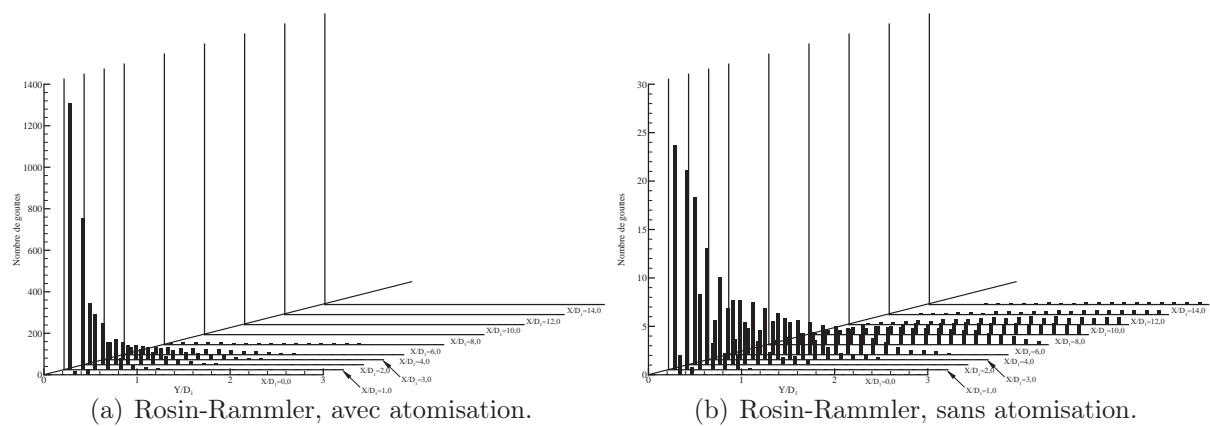


FIGURE 9.10 – Évolutions radiales du nombre de gouttes.

en évidence, dans le cas avec atomisation secondaire (*cf.* figures 9.9.a et 9.10.a), la rapide disparition des gouttes aussi bien dans la direction axiale que suivant la direction radiale. Comme dans le cas des simulations sans prise en compte de la combustion, le calcul sans

pulvérisation montre que des gouttes persistent à des distances relativement éloignées de l’injection. En effet, sur la figure (9.10.b), des gouttes sont encore présentes en $X/D_1 = 14$, sans toutefois parvenir, comme c’est le cas au cours de la simulation sans réaction (*cf.* chapitre 8), à sortir du maillage (elles se vaporisent totalement). Cette vaporisation totale des gouttes (y compris des plus grosses) est due au chauffage de la phase gazeuse résultant de l’existence de la flamme.

Par ailleurs, dans le cas où la cassure n’est pas prise en compte, nous observons des gouttes à des distances radiales importantes (*cf.* figures 9.9.b et 9.10.b), montrant que contrairement au cas sans atomisation secondaire (*cf.* figures 9.9.a et 9.10.a), elles parviennent à traverser la zone réactive. Cette différence est la conséquence, dans le cas avec cassure, des plus petites dimensions des gouttes, favorisant leur vaporisation totale avant la zone de combustion.

9.6.2 Diamètre moyen arithmétique

Diamètre moyen arithmétique global

Le tableau (9.2), présente le diamètre moyen arithmétique des gouttes se trouvant dans le domaine de calcul. Comme dans le cas des simulation réalisées sans combustion, le

Distribution initiale	Diamètre moyen arithmétique D_{10} (μm)
Rosin-Rammler, avec atomisation	11,61
Rosin-Rammler, sans atomisation	30,37

TABLEAU 9.2 – Diamètre moyen arithmétique en fin de simulation.

diamètre moyen D_{10} subit une forte diminution en raison du processus de cassure. Par ailleurs, en raison de la présence de la flamme (favorisant la vaporisation par chauffage de la phase gazeuse) dans le maillage, une réduction supplémentaire est observée. C’est ainsi que ce diamètre moyen est divisé par environ 2 pour le calcul avec atomisation secondaire et par environ 3,8 pour la simulation sans fragmentation.

Évolutions spatiales

Les figures (9.11) et (9.12) présentent respectivement les évolutions axiales et radiales du diamètre moyen arithmétique D_{10} . Dans un premier temps, nous constatons une disparition totale des gouttes avant la sortie du maillage (en $X/D_1 = 80$). C’est ainsi qu’au cours du calcul avec cassure, les dernières gouttes disparaissent en $X/D_1 \simeq 15$, et au cours de

la simulation sans fragmentation en $X/D_1 \simeq 32$ (la simulation sans cassure ni combustion conduit à des gouttes qui sortent du domaine de calcul). Nous notons également le

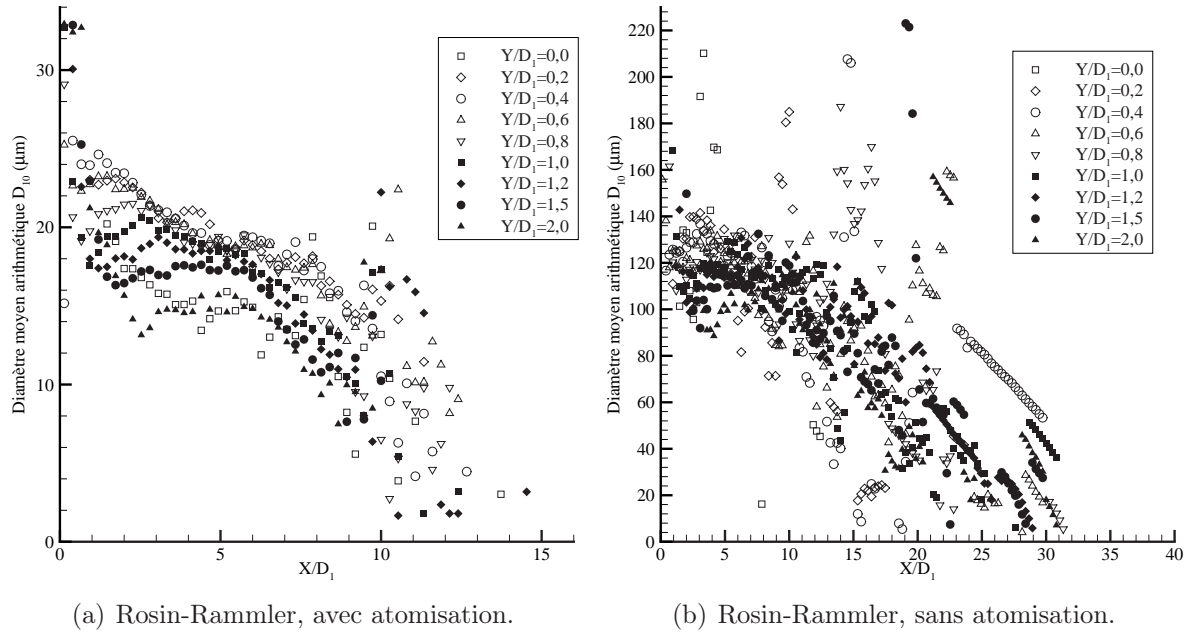


FIGURE 9.11 – Évolutions axiales du diamètre moyen arithmétique D_{10} .

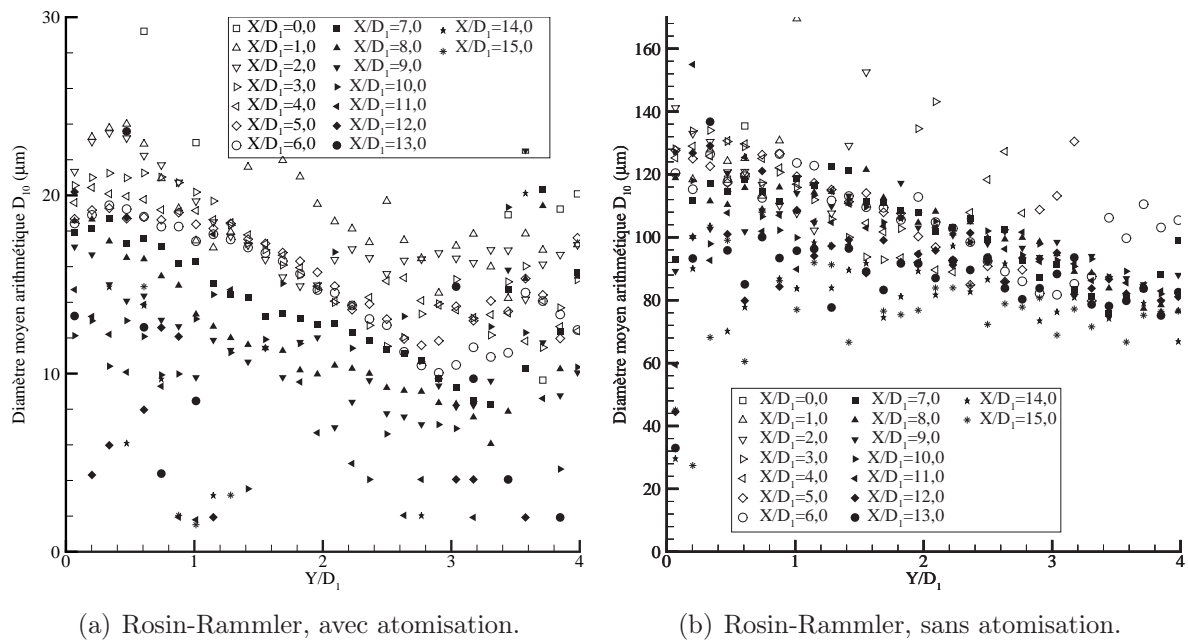


FIGURE 9.12 – Évolutions radiales du diamètre moyen arithmétique D_{10} .

caractère très irrégulier des courbes concernant les simulations réalisées sans cassure, en raison du nombre très limité de gouttes prises en compte pour effectuer les statistiques.

Par ailleurs, nous constatons une rapide diminution axiale de ce diamètre moyen arithmétique (*cf.* figure 9.11). Cette réduction, plus rapide que dans le cas des simulations dans des conditions non réactives, (*cf.* chapitre 8) est la conséquence du processus de vaporisation, amplifié par le chauffage de la phase gazeuse (en raison de la présence de la flamme).

De plus, les diamètres moyens sont translatés vers les plus petites valeurs quand la distance radiale augmente (figure 9.11.a), en raison du plus grand temps nécessaire aux gouttes pour parvenir à ces positions. La vitesse de décroissance est toutefois indépendante de la positions radiale.

Enfin, pour les calculs sans cassure (figures 9.11.b et 9.12.b), les courbes font apparaître des valeurs très supérieures à celle donnée dans le tableau (9.2). Cette différence provient du très faible nombre de gouttes considérées pour effectuer ces statistiques, en limitant fortement la validité.

9.6.3 Diamètre moyen de Sauter

Diamètre moyen de Sauter global

Le tableau (9.3) présente les valeurs du diamètre moyen de Sauter D_{32} pour les deux simulations réalisées. Dans un premier temps, dans le cas du calcul avec atomisation

Distribution initiale	Diamètre moyen de Sauter D_{32} (μm)
Rosin-Rammler, avec atomisation	27,79
Rosin-Rammler, sans atomisation	36,55

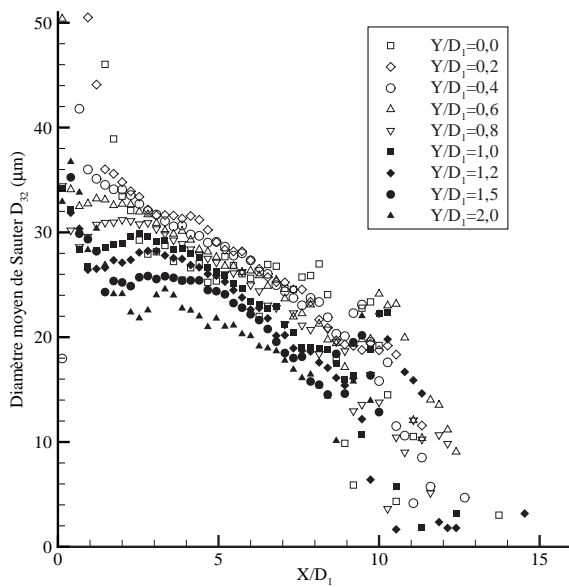
TABLEAU 9.3 – Diamètre moyen de Sauter en fin de simulation.

secondaire, la prise en compte de la combustion fait apparaître une réduction du diamètre moyen de Sauter nettement plus restreinte que celle observée pour le diamètre moyen arithmétique (*cf.* paragraphe 9.6.2). C'est ainsi qu'il passe de $39,74 \mu\text{m}$ (*cf.* paragraphe 8.5.2) à $27,79 \mu\text{m}$. Cette différence provient de la définition même de ce diamètre moyen. En effet, il est défini comme le rapport du volume et de la surface du brouillard (alors que le diamètre moyen arithmétique n'est fonction que de la somme des diamètres). Ces deux grandeurs sont décroissantes du fait de la vaporisation (amplifiée par l'existence d'une flamme dans le domaine de calcul).

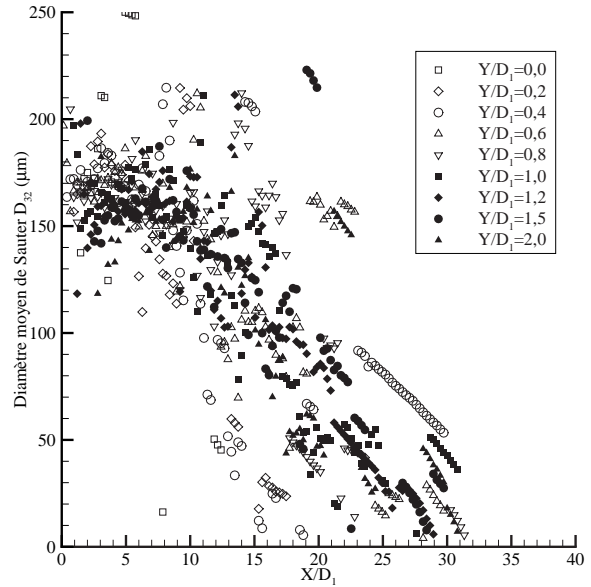
Enfin, dans le cas de la simulation sans prise en compte de l'atomisation secondaire, le diamètre moyen de Sauter est divisé par environ 2,3. Cette réduction est alors du même ordre de grandeur que celle constatée pour le diamètre arithmétique et n'est due qu'à l'amplification du processus de vaporisation par la combustion.

Évolutions spatiales

Les figures (9.13) et (9.14) présentent respectivement les évolutions axiales et radiales du diamètre moyen de Sauter D_{32} . En ce qui concerne les évolutions résultant de la

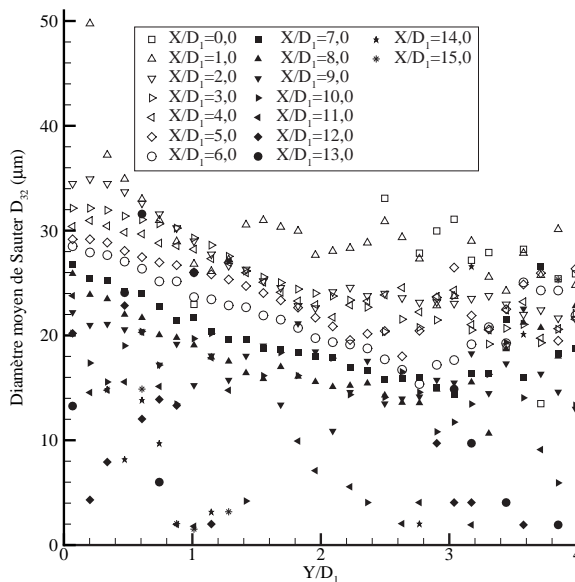


(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.

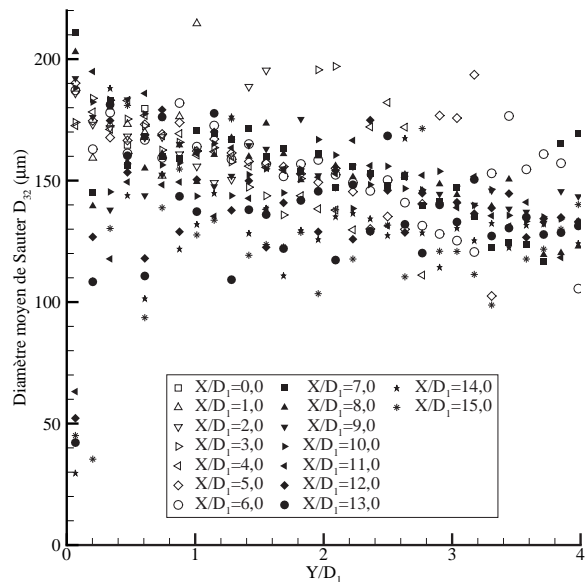


(b) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.13 – Évolutions axiales du diamètre moyen de Sauter D_{32} .



(a) Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.14 – Évolutions radiales du diamètre moyen de Sauter D_{32} .

simulation sans atomisation secondaire (figures 9.13.b et 9.14.b), le nombre de gouttes très limité restreint la validité des valeurs reportées. C'est ainsi, que comme dans le cas du diamètre moyen de Sauter, nous constatons des valeurs très supérieures à celle présentée dans le tableau (9.3), ainsi qu'une importante dispersion des points.

Par ailleurs, dans le cas du calcul avec atomisation secondaire, le diamètre moyen de Sauter décroît rapidement avec la distance axiale (figure 9.13.a). Cette diminution est la conséquence de la conjugaison des processus de cassure et de vaporisation. De plus, toutes les positions radiales considérées permettent l'observation d'une vitesse de décroissance identique. Le diamètre moyen de Sauter est seulement décalé vers les plus petites valeurs quand la distance radiale augmente.

9.6.4 Distributions

Distributions globales

Les distributions finales des tailles des gouttes, obtenues au cours des deux simulations sont représentées sur la figure (9.15). Dans un premier temps, nous constatons que le calcul

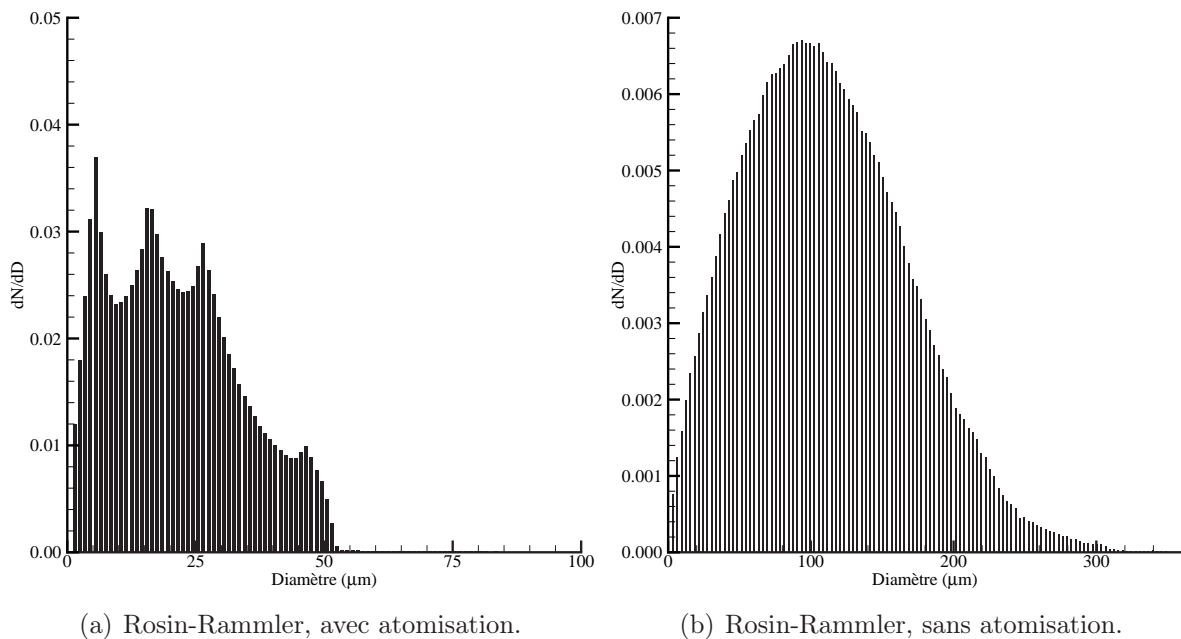


FIGURE 9.15 – Distributions globales des gouttes en fin de simulation.

sans fragmentation produit une distribution de type Rosin-Rammler (figure 9.15.b). En effet, les paramètres de cette distribution sont évalués avec un coefficient de détermination R^2 de l'ordre de 0,96. Ces paramètres sont alors $N = 1,87$ et $D_{RR} = 122,49 \times 10^{-6}$ m, conformément à la relation (1.10). Cette distribution est donc tout à fait similaire à celle

initialement injectée dans le domaine, les diamètres étant seulement décalés vers les plus faibles valeurs (en raison du processus de vaporisation amplifié par la combustion).

La simulation prenant en compte l'atomisation secondaire (figure 9.15.a), conduit à la transformation complète de la distribution des gouttes. Cette distribution ne fait plus apparaître de gouttes de dimensions supérieures à $50 \mu\text{m}$ (ou en nombre trop faible pour être matérialisées sur ces courbes). Par ailleurs, les pics correspondant aux fragments secondaires générés au cours des cassures, sont plus estompés que dans la cas de la simulation réalisée sans combustion (figure 8.12). Cette atténuation est la conséquence de la vaporisation qui favorise la diminution du diamètre des gouttes. Le champ de température n'étant pas uniforme (*cf.* figure 9.2.b), la réduction de diamètre ne l'est pas non plus. Les pics subissent alors un élargissement en direction des plus faibles diamètres (couplé à une diminution).

Distributions spatiales

Les évolutions axiales et radiales des distributions des gouttes sont reproduites respectivement sur les figures (9.16) et (9.17). Dans un premier temps, pour la simulation avec atomisation secondaire (figures 9.16.a et 9.17.a), nous constatons une contraction de ces distributions, aussi bien suivant la direction axiale que la direction radiale. Ce rétrécissement est la conséquence du processus de cassure qui « transforme » des gouttes de grandes dimensions en gouttelettes plus fines (mais en nombre plus important).

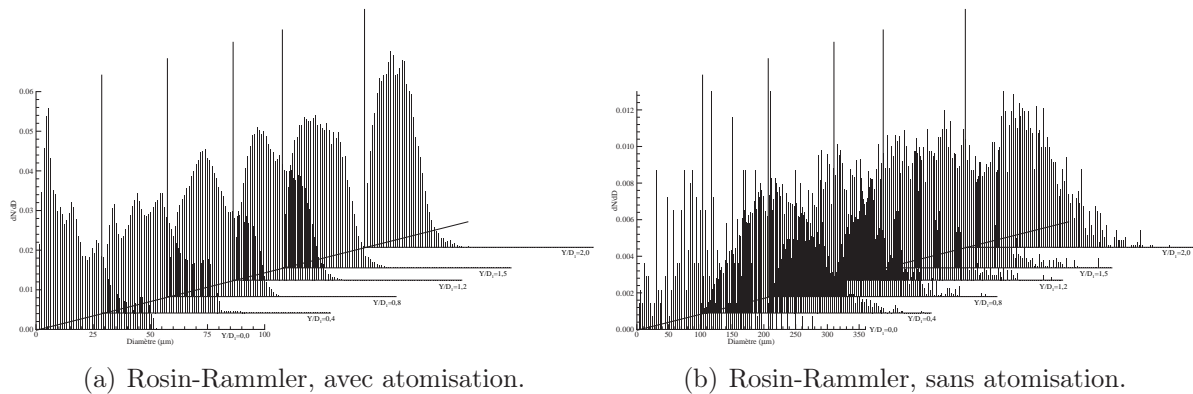


FIGURE 9.16 – Distributions axiales des gouttes en fin de simulation.

Par ailleurs, comme dans le cas des simulations sans combustion, en s'éloignant de la position d'injection (aussi bien suivant la direction axiale que dans la direction radiale) ces distributions se modifient jusqu'à suivre des lois de type Rosin-Rammler. En effet, en $Y/D_1 = 1,5$ et $Y/D_1 = 2,0$ pour les évolutions axiales (tableau 9.4) et en $X/D_1 = 6$ et $X/D_1 = 8$ pour les évolutions radiales (tableau 9.5), le coefficient de détermination R^2

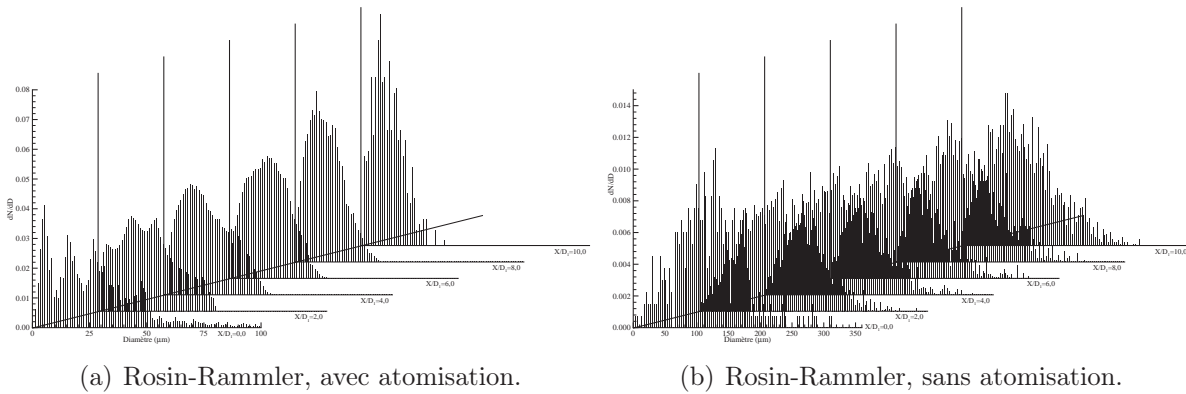


FIGURE 9.17 – Distributions radiales des gouttes en fin de simulation.

des paramètres de ces lois est supérieur à 0,98. Les distributions ainsi définies sont très semblables selon les directions axiale et radiale. Au cours d'un éloignement par rapport à l'injection, ces distributions montrent une augmentation de la population des classes de diamètre les plus faibles (associée à une diminution de la population des classes les plus importantes). Cette variation est la conséquence du processus de vaporisation qui dépeuple les classes de diamètres les plus importants au profit des classes de diamètres les plus faibles.

Distribution initiale	$Y/D_1 = 1,5$			$Y/D_1 = 2,0$		
	N	D_{RR} (μm)	R^2	N	D_{RR} (μm)	R^2
Rosin-Rammler, avec atomisation	1,88	17,28	0,98	1,87	15,11	0,99
Rosin-Rammler, sans atomisation	1,93	117,9	0,99	1,90	106,3	0,98

TABLEAU 9.4 – Distributions axiales finales.

Distribution initiale	$X/D_1 = 6,0$			$X/D_1 = 8,0$		
	N	D_{RR} (μm)	R^2	N	D_{RR} (μm)	R^2
Rosin-Rammler, avec atomisation	1,98	17,33	0,98	1,86	14,03	0,99
Rosin-Rammler, sans atomisation	1,95	118,9	0,99	1,91	108,6	0,98

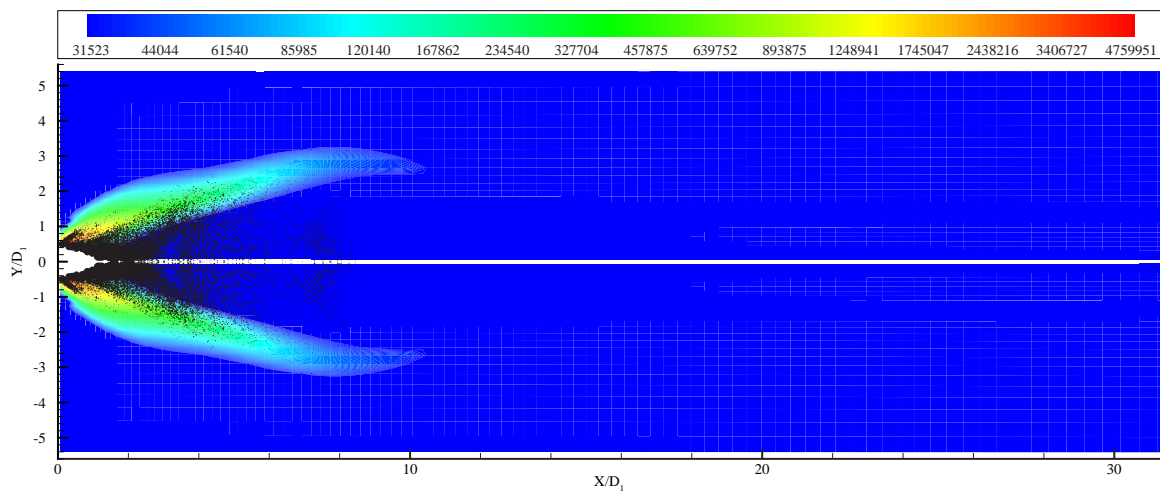
TABLEAU 9.5 – Distributions radiales finales.

Dans le cas de la simulation réalisée sans fragmentation, les distributions restent très similaires à celle initialement introduite dans le domaine de calcul (les paramètres caractéristiques sont voisins de ceux de la distribution de la relation 8.4). Nous remarquons toutefois une importante diminution du paramètre D_{RR} entre les positions $Y/D_1 = 1,5$ et $Y/D_1 = 2,0$ (*cf.* tableau 9.4) d'une part, et entre $X/D_1 = 6,0$ et $X/D_1 = 8,0$ (*cf.* tableau 9.5), d'autre part. Cette réduction est la conséquence de la présence de la flamme qui

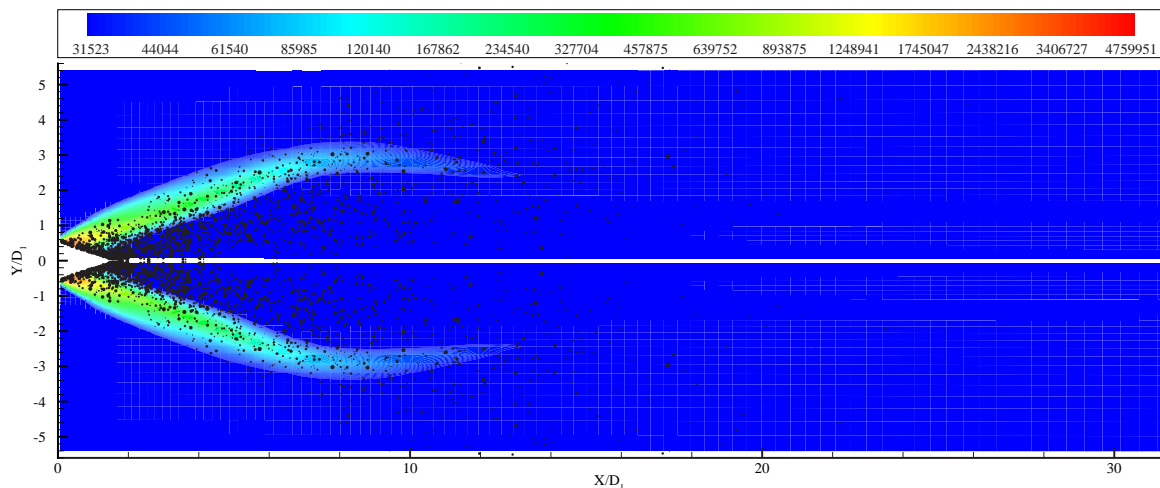
influence fortement le processus de vaporisation des gouttes s'en rapprochant (disparition des plus petites et forte réduction des plus grosses).

9.7 Superposition de la flamme et des gouttes

La figure (9.18) présente une superposition du taux de réaction (caractéristique de la position de la flamme) et des gouttes se trouvant dans le maillage en fin de simulation. Cette représentation permet de mettre en évidence la localisation des gouttes par rapport



(a) Distribution de Rosin-Rammler, avec atomisation.



(b) Distribution de Rosin-Rammler, sans atomisation.

FIGURE 9.18 – Superposition de la flamme et des gouttes. (taux de réaction en $\text{mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$).

à la position et la forme de la flamme. Nous constatons dans un premier temps que les gouttelettes, dans le cas de la simulation avec atomisation secondaire (figure 9.18.a),

parviennent jusqu'à la zone de réaction sans réussir à traverser la flamme (contrairement au cas du calcul sans cassure de la figure 9.18.b, où des gouttelettes parviennent jusqu'à la paroi). Les gouttes finissent alors de se vaporiser au contact de la flamme.

Par ailleurs, dans le cas sans pulvérisation, des gouttes sont encore présentes jusqu'à environ $X/D_1 = 20$ (figure 9.18.b), mais ne subsistent pas plus loin, contrairement au cas de la simulation sans combustion (*cf.* chapitre 8) pour laquelle des gouttes parviennent à sortir du maillage (en $X/D_1 = 80$). Cette importante différence est le résultat du développement d'une flamme qui, en chauffant le milieu gazeux, favorise la vaporisation (par accroissement des transferts thermique et massique).

9.8 Conclusion

Ce chapitre consacré à la simulation du dispositif MASCOTTE dans des conditions réactives nous a permis de mettre en évidence l'importance du processus de cassure sur la structure finale de la flamme ainsi que sur la répartition spatiale de la température dans le domaine de calcul.

Dans un premier temps, conformément aux observations expérimentales (Juniper *et al.*, 2001b), les simulations conduisent dans toutes les conditions, à une flamme de type flamme-jet de diffusion qui s'accroche à la lèvre de l'injecteur coaxial.

Par ailleurs, les températures obtenues sont du même ordre de grandeur que celles mesurées. Une importante différence est tout de même apparue sur le profil de température proche de l'injection pour lequel, la simulation avec atomisation secondaire permet de reproduire des niveaux de température maximale similaires à ceux obtenus au cours de nombreuses simulations, sans toutefois être capable de reproduire la largeur du profil.

Les champs de fraction massique (GH_2 , GO_2 et vapeur d'eau) sont similaires à ceux obtenus au cours de différentes simulations réalisées avec des codes de calcul différents (et des modèles différents), dans des conditions identiques.

Enfin, les deux calculs conduisent, loin de l'injection, à l'observation de distributions de type Rosin-Rammler. Ces distributions deviennent alors identiques selon les directions axiale et radiale.

Chapitre 10

Simulations de la vaporisation turbulente

10.1 Introduction

Nous décrivons dans ce chapitre les résultats issus des calculs prenant en compte le modèle de vaporisation turbulente présenté au cours du chapitre 6, et implanté dans le code MSD (Chainera, 2001) mis à disposition par l'ONERA. Ces simulations sont réalisées avec une configuration similaire au dispositif MASCOTTE (*cf.* chapitre 4). Dans ce chapitre, nous présentons l'influence de la vaporisation turbulente sur les propriétés des gouttes, en particulier sur leurs diamètres, taux de vaporisation, températures, vitesses et positions dans le domaine de calcul. Dans les paragraphes suivants, nous ne pouvons pas comparer les résultats issus des simulations avec ceux ayant permis l'élaboration du modèle. En effet, nous considérons au cours de ces calculs une configuration visant à des applications en combustion cryotechnique LOX/GH₂ à 1 MPa, alors que les résultats expérimentaux (Birouk, 1996 ; Gökalp *et al.*, 2000) concernent la vaporisation de gouttes d'hydrocarbures (n-alcanes) dans de l'air et à pression atmosphérique.

10.2 Domaine de calcul

Le domaine de calcul reprend les dimensions du dispositif MASCOTTE (*cf.* chapitre 4) et est très semblable aux maillages utilisés au cours des simulations reproduisant la formation d'un brouillard dans des conditions non réactives (chapitre 8) et réactives (chapitre 9). Ce maillage est 2D axisymétrique, avec un angle d'ouverture de 5°, et il se compose de 4223 éléments de type hexaèdre et de 8838 nœuds. Sa longueur (hors buse d'injection d'hydrogène) est de 400 mm ($X/D_1 = 80$) et sa hauteur de 28 mm ($Y/D_1 = 5,6$).

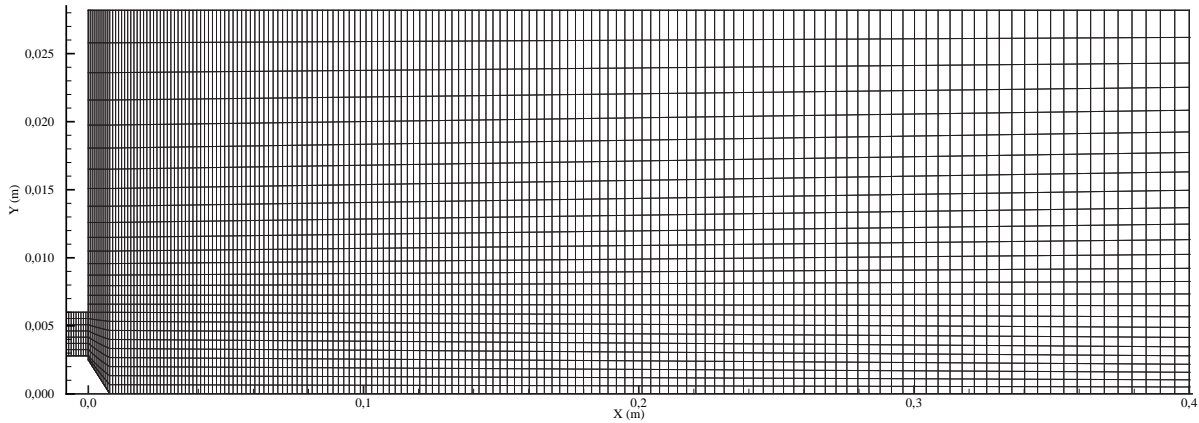


FIGURE 10.1 – Maillage du banc d'essai MASCOTTE utilisé avec le code MSD.

10.3 Conditions de simulations

Comme dans le cas des simulations de l'atomisation secondaire des chapitres 8 et 9, ces calculs consistent à étudier le devenir de gouttes d'oxygène liquide (LOX) dans un environnement d'hydrogène gazeux (GH_2). Les simulations sont réalisées dans des conditions tout à fait similaires à celles rencontrées dans ces deux chapitres. Nous les récapitulons rapidement dans les paragraphes suivants.

10.3.1 Conditions générales

Le tableau (10.1) récapitule les conditions d'injection de l'oxygène liquide et de l'hydrogène gazeux dans le domaine de calcul. Il s'agit des spécifications du cas test n° 2 du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » (Haidn, 2001).

	Hydrogène (GH_2)	Oxygène (LOX)
Pression (MPa)	1,0	1,0
Débit ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$)	23,7	50,0
Température (K)	287	85
Densité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	0,84	1 170
Capacité calorifique ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	14 300	1 690
Vitesse ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	319	2,18
Viscosité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	$8,6 \times 10^{-6}$	$1,94 \times 10^{-4}$
Tension superficielle ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$)	–	$1,44 \times 10^{-2}$

TABLEAU 10.1 – Conditions générales utilisées pour la simulation de la vaporisation turbulente.

Les simulations du processus de vaporisation sont effectuées sur environ 1 200 000 itérations, avec un pas de temps de l'ordre de 10^{-7} s. Les premiers 1 000 000 pas de temps

permettent de parvenir à un champ dynamique parfaitement développé et convergé. Au cours de cette étape, seule la phase gazeuse (GH_2) est considérée. Les 200 000 dernières itérations correspondent à la simulation de la vaporisation proprement dite. Cette phase est donc effectuée sur un temps physique total de l'ordre de 20 ms. Ces calculs nécessitent environ 200 heures sur COMPAQ ALPHA DS20E et génèrent environ 3 Go de données.

10.3.2 Injection des gouttes d'oxygène liquide

Le code MSD ne permet pas d'introduire des gouttes le long d'une surface (comme c'est le cas avec le code THÉSÉE). Nous sommes donc dans l'obligation de définir des injecteurs ponctuels. La figure (10.2) présente la localisation de ces injecteurs uniformément répartis le long du cœur potentiel liquide. Chacun de ces injecteurs permet d'introduire 10 % du

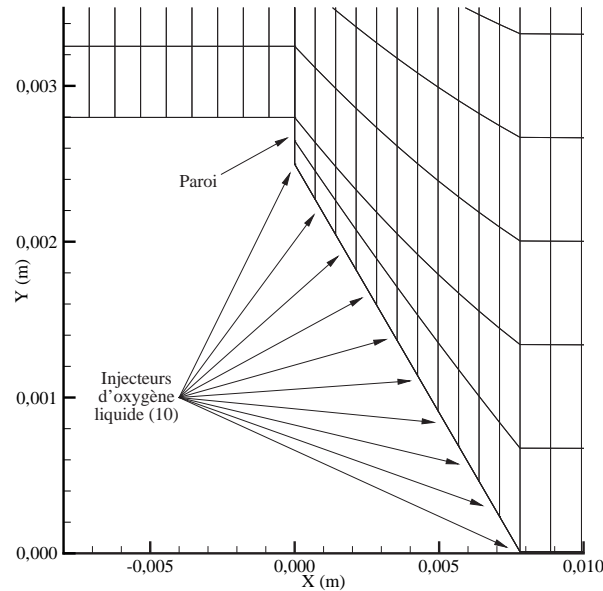


FIGURE 10.2 – Détail de la zone d'injection des gouttes d'oxygène liquide.

débit total du liquide, soit $5 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$. Contrairement aux simulations réalisées pour mettre en évidence l'influence du processus d'atomisation (chapitres 8 et 9), nous ne considérons pas de dépendance de la vitesse et de l'angle d'injection avec la position le long du cœur potentiel. Tous les injecteurs permettent d'introduire des gouttes ayant les mêmes vitesses et angles. La vitesse initiale est prise parallèle à l'axe du système ($\theta = 0$) et égale à $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($U_{g0x} = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $U_{g0y} = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Par ailleurs, nous ne considérons qu'une distribution initiale monodisperse avec $D_{ini} = 82 \times 10^{-6} \text{ m}$ (correspondant au diamètre moyen de Sauter de la loi de Rosin-Rammler de l'équation 8.4). Les résultats présentés

dans ce chapitre sont obtenus au cours de deux simulations. La première utilise le modèle de vaporisation du chapitre 6, tandis que la seconde est basée sur la loi en D^2 classique (*cf.* chapitre 2) déjà implantée dans le code MSD. Nous effectuons alors une comparaison systématique des résultats issus de ces deux simulations pour mettre en évidence l'influence du modèle de vaporisation turbulente sur les propriétés des gouttes (diamètre, position, vitesse, température...).

10.4 Champ gazeux initial

La phase initiale de convergence correspondant aux 1 000 000 premières itérations permet de parvenir au champ dynamique gazeux présenté sur la figure (10.3). C'est à partir de ce champ que les calculs avec prise en compte de la phase liquide seront initiés (en activant simplement le processus d'injection ainsi que le suivi Lagrangien des gouttes).

Dans un premier temps, nous constatons que la vitesse en sortie de la buse d'injection (figure 10.3.a) est très voisine des $319 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ spécifiés dans le tableau (10.1). Nous remarquons par ailleurs une rapide décroissance de la vitesse avec la distance axiale. C'est ainsi qu'en $X/D_1 = 30$, cette vitesse ne représente plus qu'environ 20 % de la vitesse initiale de l'écoulement.

La pression dans le domaine (figure 10.3.b) est uniforme, en dehors des effets de pression dynamique qui se manifestent essentiellement en sortie de la buse d'injection d'hydrogène. La surpression dynamique est alors de l'ordre de 42 kPa (très inférieure à la pression statique voisine de 1,0 MPa).

La température de l'écoulement (figure 10.3.c) est uniforme dans le maillage et de l'ordre des 287 K imposés (*cf.* tableau 10.1). Seule la zone d'écoulement à grande vitesse fait apparaître une température inférieure et voisine de 284 K. Cette température est malgré tout très proche de la température imposée.

Le champ présenté sur la figure (10.3) peut être mis en parallèle du champ obtenu par l'intermédiaire du code THÉSÉE et illustré par la figure (8.5) du chapitre 8. En effet, les valeurs ainsi que les profils observés sont tout à fait similaires (visualisation des mêmes effets dynamiques, du même champ de vitesse...). Ces deux codes permettent donc de parvenir à des champs dynamiques très proches.

Enfin, pour finir de caractériser le champ gazeux, nous présentons sur la figure (10.4) une carte d'énergie cinétique turbulente q ($=\frac{1}{2}\Sigma\langle u_i'^2 \rangle$) de l'écoulement dans lequel les gouttes évoluent au cours du processus de vaporisation. Nous constatons alors que cette énergie est essentiellement localisée dans les zones pour lesquelles la vitesse du jet gazeux est la plus importante (*cf.* figure 10.3.a). En dehors de ces régions, elle décroît rapidement

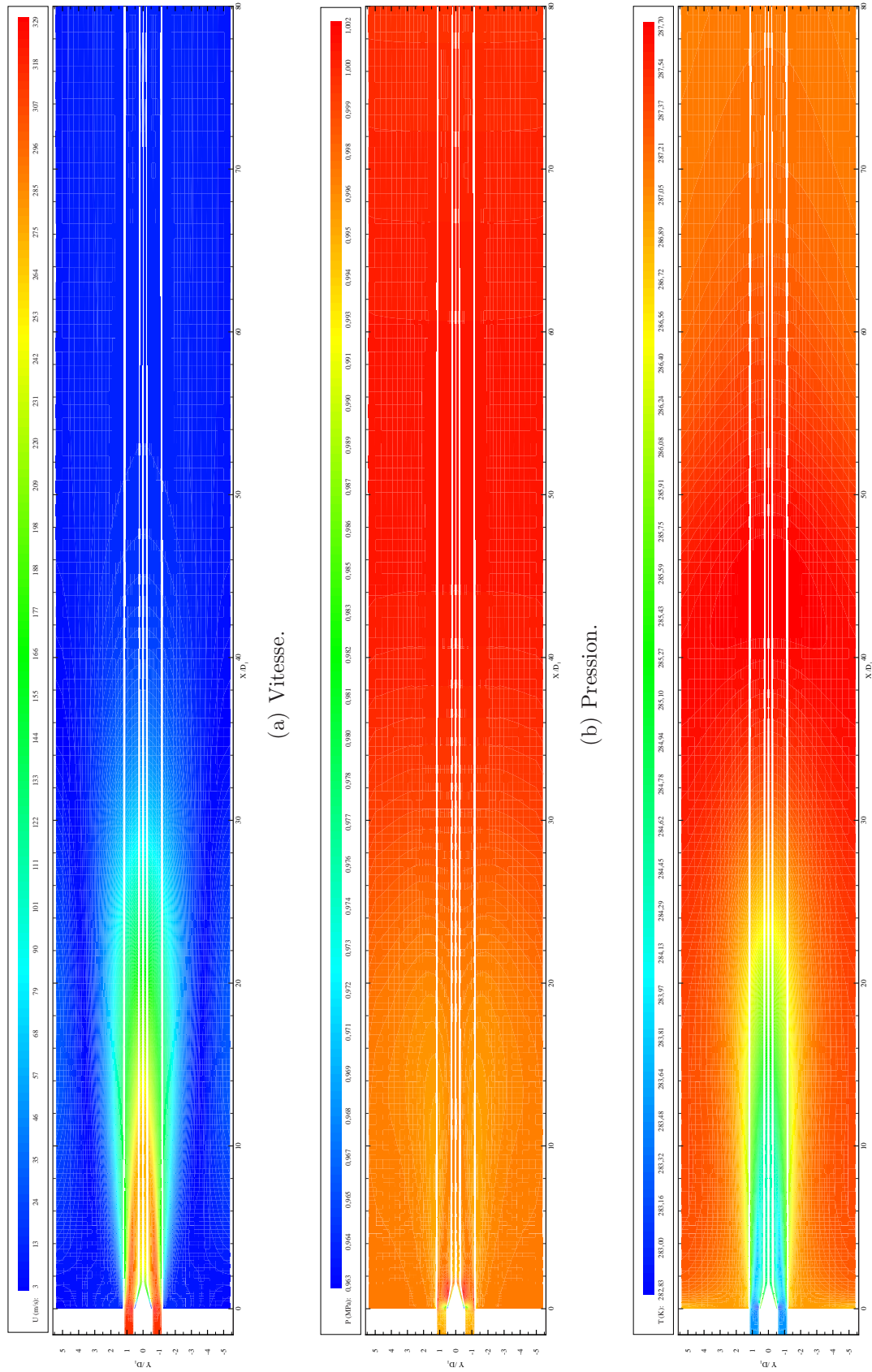


FIGURE 10.3 – Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence.

pour parvenir à une valeur quasi constante et voisine de $200 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Les valeurs présentées sur cette figure sont ensuite utilisées pour déterminer le nombre de Reynolds turbulent $Re_t (= \sqrt{q} D_0 / \nu)$, ainsi que le taux de vaporisation turbulent K_{turb} (cf. relation 6.1).

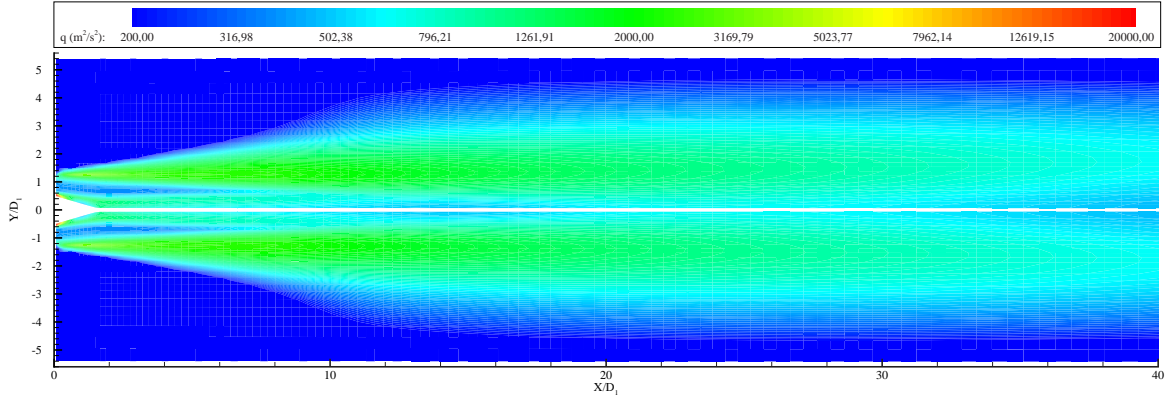


FIGURE 10.4 – Carte d'énergie turbulente du champ initial.

10.5 Propriétés des gouttes

Les résultats présentés dans les paragraphes suivants concernent les caractéristiques d'une goutte issue de l'injecteur localisé en $X = 6,933 \times 10^{-3} \text{ m}$ ($X/D_1 = 1,38$) et $Y = 0,277 \times 10^{-3} \text{ m}$ ($Y/D_1 = 0,05$). Cet injecteur correspond à l'avant dernier (dans la direction axiale croissante).

10.5.1 Diamètre

Dans un premier temps, nous nous intéressons au diamètre des gouttes. La figure (10.5) présente l'évolution temporelle du diamètre de la goutte normalisé par le diamètre initial ($D_0 = D_{ini} = 82 \times 10^{-6} \text{ m}$). Cette figure fait apparaître une grande différence entre les simulations réalisées avec le modèle de vaporisation turbulente d'une part, et la loi en D^2 d'autre part. En effet, l'utilisation de la loi de vaporisation classique conduit à une décroissance modérée du diamètre de la goutte, contrairement à la loi modifiée pour prendre en compte la turbulence, pour laquelle une très forte diminution est constatée. Ce changement de comportement est compatible avec la corrélation introduite dans le code MSD. En effet, compte tenu des conditions de simulation (cf. tableau 10.1), les nombres de Reynolds turbulent Re_t et de Schmidt Sc conduisent à un taux de vaporisation très supérieur au cas stagnant (cf. chapitre 6). Le diamètre des gouttes subit alors une décroissance nettement plus prononcée dans ce cas turbulent.

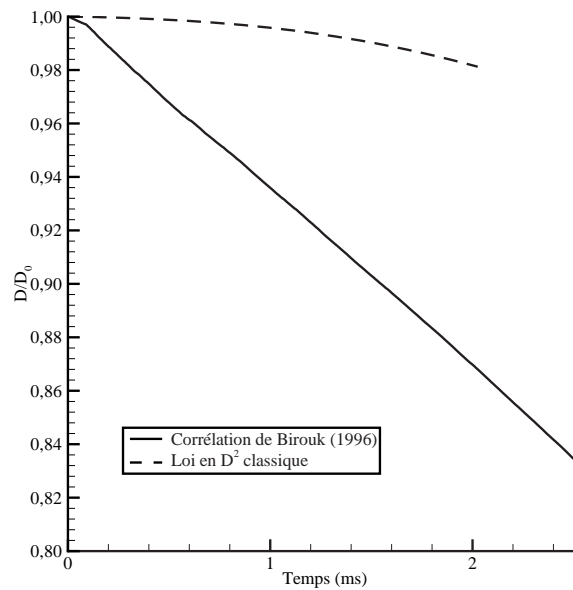


FIGURE 10.5 – Évolution temporelle du diamètre de la goutte.

Par ailleurs, nous constatons une variation du diamètre qui semble s'accélérer dans le cas de la simulation avec la loi en D^2 classique. Cette variation du taux de vaporisation est due au chauffage de la goutte. La poursuite de la simulation sur un nombre d'itérations plus important (donc sur une durée physique plus longue) devrait permettre de confirmer ce comportement.

10.5.2 Diamètre au carré

La grande majorité des modèles de vaporisation prédit une variation temporelle linéaire du carré du diamètre de la goutte. Nous reproduisons donc sur la figure (10.6) l'évolution temporelle du diamètre carré de la goutte normalisé par le diamètre initial à l'injection. Comme dans le cas de la figure (10.5), le diamètre au carré est fortement influencé par la prise en compte de la turbulence sur la vaporisation. En effet, comme précédemment, le diamètre au carré de la goutte décroît dans de plus fortes proportions quand la turbulence est prise en compte.

Par ailleurs, nous constatons la linéarité de la décroissance du diamètre au carré dans le cas de l'utilisation du modèle de vaporisation turbulente. Cette linéarité n'est pas vérifiée dans le cas de l'utilisation de la loi en D^2 classique, car la goutte est encore dans sa période de chauffage (la température augmente alors rapidement, faisant varier le taux de vaporisation). La durée physique de la simulation permet tout de même de mettre en évidence les effets de la turbulence sur la décroissance du diamètre d'une goutte soumise à un environnement turbulent.

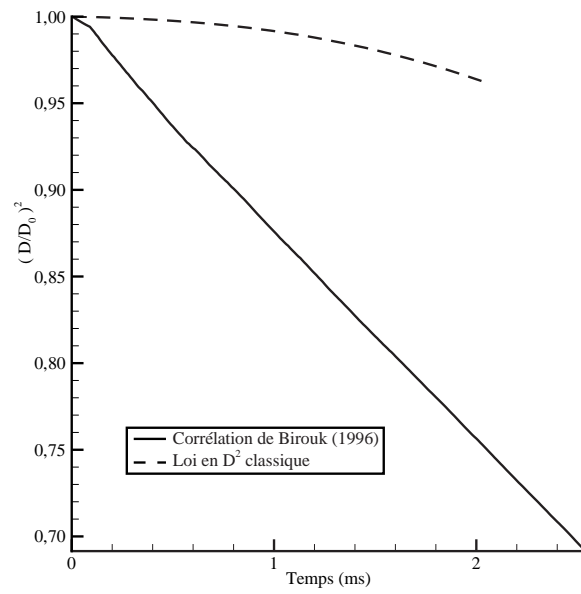


FIGURE 10.6 – Évolution temporelle du diamètre au carré de la goutte.

10.5.3 Température

Comme nous l'avons déjà précisé dans les paragraphes précédents, la température agit directement sur le phénomène de vaporisation (l'augmentation de la température favorise la vaporisation de la goutte). Nous représentons donc sur la figure (10.7) l'évolution

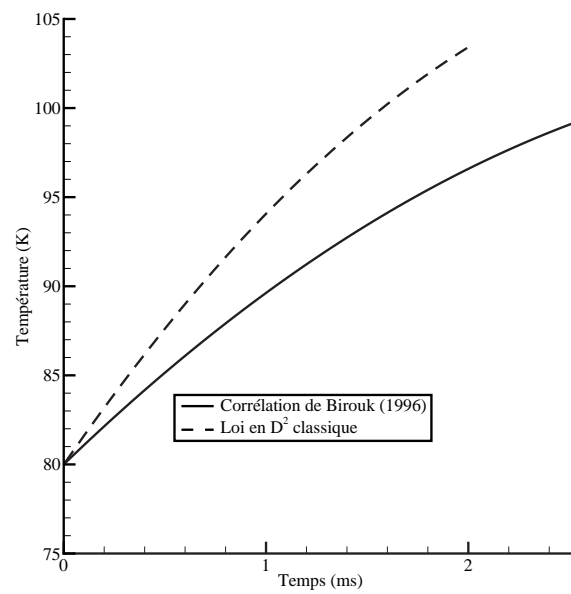


FIGURE 10.7 – Évolution temporelle de la température de la goutte.

temporelle de la température de la goutte. Dans un premier temps, nous constatons une augmentation plus rapide de la température dans le cas de la simulation utilisant la loi en D^2 classique. En effet, l'énergie transmise (sous forme de chaleur) aux gouttes par le milieu environnant gazeux est utilisée d'une part pour chauffer le liquide et, d'autre part, pour le vaporiser. Le modèle de vaporisation turbulente utilise une quantité d'énergie supérieure pour gazéifier le liquide (la quantité de vapeur produite est supérieure), limitant ainsi la fraction consacrée au chauffage des gouttes. La température augmente alors plus lentement que dans le cas de la vaporisation avec une loi en D^2 classique.

Par ailleurs, l'augmentation de la température de la goutte dans le cas de la simulation avec la loi en D^2 classique, est responsable de la non linéarité de la décroissance du diamètre au carré de la goutte. Le taux de vaporisation est en effet une fonction croissante de la température (*cf.* chapitre 2).

10.5.4 Taux de vaporisation

L'évolution temporelle du taux de vaporisation de la goutte est représentée sur la figure (10.8). Nous constatons, comme nous l'avons déjà précisé dans les paragraphes précédents que ce taux est nettement plus important dans le cas du calcul prenant en compte le modèle de vaporisation turbulente.

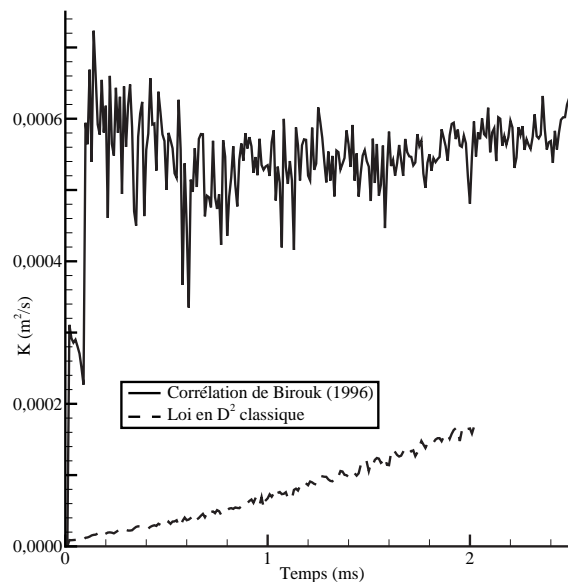


FIGURE 10.8 – Évolution temporelle du taux de vaporisation de la goutte.

Par ailleurs, dans le cas de la vaporisation turbulente, ce taux est indépendant de la température de la goutte. En effet, il est quasi constant au cours de la simulation (en

dehors des effets liés aux fluctuations locales de la vitesse de l'écoulement en raison de la turbulence) alors que dans le même temps, la température augmente. Les effets de la variation de température du liquide sont donc totalement « noyés » dans ceux liés à la turbulence. La simulation prenant en compte la loi en D^2 fait en revanche apparaître les effets du chauffage de la phase liquide, par une augmentation significative du taux de vaporisation au cours du calcul.

Dans le but de nous rapprocher de l'étude de Birouk (1996), nous présentons sur la figure (10.9) l'évolution temporelle du groupement $\frac{K_{turb}}{K} - 1$, utilisé pour prendre en compte les effets de la turbulence sur la vaporisation. Au cours de la première partie de la simulation, ce groupement admet des valeurs importantes (supérieures à 10 jusqu'à environ 0,6 ms). Ces hautes valeurs sont à mettre en parallèle avec l'important taux de vaporisation dans le cas de l'utilisation du modèle de vaporisation turbulente, ainsi qu'avec les faibles valeurs observées au cours de l'utilisation de la loi en D^2 classique. En fin de

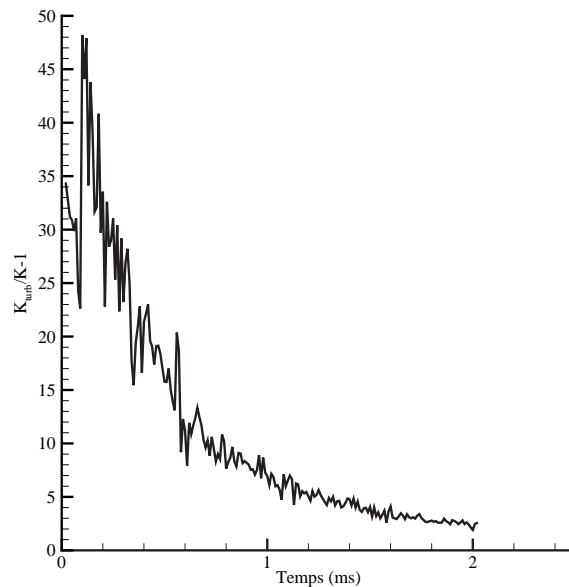


FIGURE 10.9 – Évolution temporelle du groupement $\frac{K_{turb}}{K} - 1$.

calcul, les valeurs de ce groupement sont de l'ordre de grandeur de celles observées par Birouk (1996) (*cf.* figure 6.2 du chapitre 6). La diminution observée est alors la conséquence de la croissance du taux de vaporisation constatée au cours de la simulation prenant en compte la loi en D^2 et de sa quasi stabilité dans le cas de l'utilisation de la corrélation de Birouk (1996).

10.5.5 Position - Vitesse

Les figures (10.10) et (10.11) présentent respectivement les évolutions temporelles de la position et de la vitesse de la goutte se déplaçant dans le domaine de calcul. Les diffé-

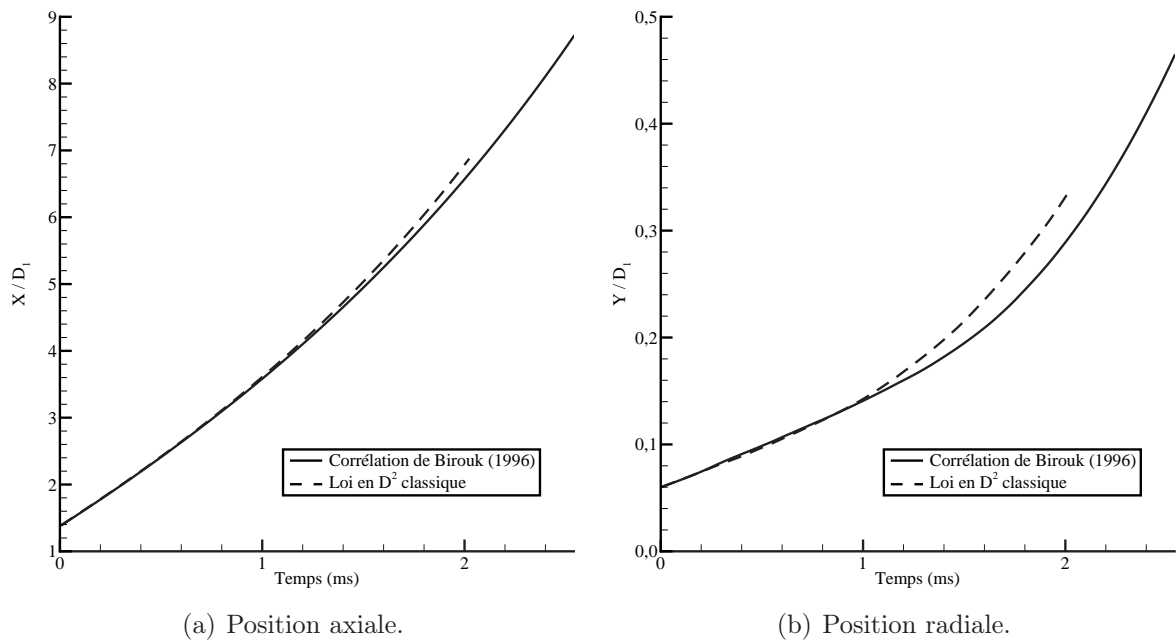


FIGURE 10.10 – Évolution temporelle de la position de la goutte.

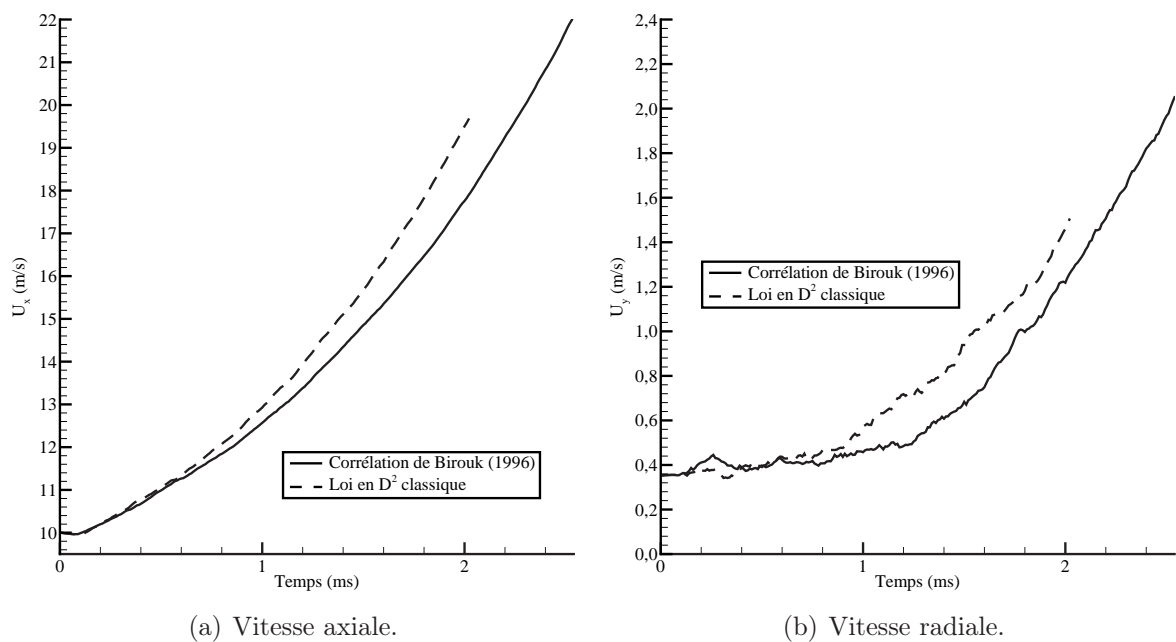


FIGURE 10.11 – Évolution temporelle de la vitesse de la goutte.

rences observées sur ces diverses courbes proviennent des effets de la vaporisation. En effet, ce processus influence les propriétés locales (densité, température, viscosité...) de l'écoulement, et induisent ainsi des variations dans le coefficient de traînée des gouttes (*cf.* équation 6.4).

Dans un premier temps, en ce qui concerne la position axiale de la goutte (figure 10.10.a), nous constatons qu'elle n'est que très peu influencée par la prise en compte de la turbulence sur la vaporisation. En effet, les deux simulations conduisent à une position axiale très semblable. Dans le cas de la simulation avec activation du modèle de vaporisation turbulente, la vitesse axiale légèrement plus faible (figure 10.11.a) que dans le cas de l'utilisation de la loi en D^2 classique, permet par conséquent d'observer un déplacement axial moins important.

Par ailleurs, en raison de l'importante vitesse de l'écoulement gazeux (vitesse voisine de $319 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en sortie de la buse d'injection), la goutte subit une forte accélération dans la direction axiale (figure 10.11.a). Cette accélération, moins importante dans le cas de la simulation prenant en compte le processus de vaporisation turbulente, est responsable du décalage commençant à apparaître sur la trajectoire axiale (figure 10.10.a) au cours de ce calcul.

Enfin, selon la direction radiale, les différences observées au niveau de la position (figure 10.10.b) et de la vitesse (figure 10.11.b), bien que semblant supérieures sont à minimiser en raison des échelles employées pour ces représentations. En réalité, les amplitudes reportées sur ces figures sont inférieures à celles reproduites sur les figures (10.10.a) et (10.11.a).

10.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'influence de la turbulence sur les propriétés finales des gouttes se déplaçant dans le domaine de calcul, et en particulier aux effets dus à la vaporisation.

Dans un premier temps, nous constatons que les propriétés des gouttes sont fortement influencées par la prise en compte de la turbulence au cours de la vaporisation. C'est ainsi que nous remarquons que le processus de vaporisation est favorisé par la prise en compte de la turbulence (caractérisé par une diminution plus importante du diamètre de la goutte).

Par ailleurs, en effectuant le rapport des taux de vaporisation issus des deux simulations, nous retrouvons le groupement $\frac{K_{turb}}{K} - 1$ introduit par Birouk (1996). Les valeurs ainsi obtenues sont initialement très supérieures à celles évaluées expérimentalement. En fin de simulation, ce groupement se rapproche toutefois des valeurs expérimentales (en

raison de la forte augmentation du taux de vaporisation engendrée par l'importante hausse de la température de la goutte dans le cas non turbulent), bien que nous soyons dans des conditions tout à fait différentes.

Enfin, les effets de la turbulence sur les trajectoires (vitesses et positions) des gouttes sont assez limités en raison de la faible durée des simulations. Des calculs sur un nombre d'itérations plus important (et donc une durée physique plus longue) aurait sans doute permis de mettre en évidence des différences plus prononcées sur ces trajectoires.

Conclusions et perspectives

Les travaux présentés dans ce mémoire concernent la modélisation et la simulation de deux processus élémentaires se déroulant dans les systèmes de type moteur-fusée, à savoir l'atomisation secondaire et la vaporisation turbulente. Au cours des calculs réalisés par l'intermédiaire du code THÉSÉE de la SNECMA prenant en compte le modèle de pulvérisation, nous nous sommes principalement intéressé à la structure du brouillard généré dans le domaine de calcul, ainsi qu'à celle de la flamme se développant quand un modèle de combustion est activé. Les simulations réalisées avec le code MSD de l'ONERA ont permis de suivre les évolutions temporelles des propriétés des gouttes soumises au processus de vaporisation turbulente.

En ce qui concerne le modèle d'atomisation secondaire, les conclusions sont de plusieurs ordres. Premièrement, la structure finale du brouillard est indépendante de la distribution initiale des gouttes injectées dans le domaine de calcul. C'est ainsi, que la distribution soit monodisperse ou continue (de type Rosin-Rammler), le nombre de gouttes, les diamètres moyens ainsi que les distributions finales sont très similaires. Par ailleurs, l'action du modèle de cassure se traduit essentiellement par une augmentation du nombre total de gouttes se déplaçant dans le maillage, associée à une réduction de l'ensemble des diamètres moyens. Nous observons également une transformation totale de la distribution initiale introduite dans le domaine de calcul. C'est ainsi que toutes les distributions monodisperses se transforment, loin de l'injection, en distributions de type Rosin-Rammler (donc continues). Le processus de vaporisation est également fortement favorisé par la cassure des gouttes. Cette augmentation de la gazéification est alors caractérisée par une disparition totale des gouttes avant leur sortie du domaine (le calcul sans cassure conduisant à l'observation de gouttes sortant du domaine). De plus, les différentes études des diamètres moyens conduisent à la détermination d'une valeur du rapport $D_{0,5}/D_{32}$ légèrement inférieure à celle proposée par Simmons (1977a, b), traduisant le (trop?) grand nombre de très petites gouttes présentes dans le maillage. Enfin, nous observons dans le cas des simulations prenant en compte la modèle de cassure secondaire, un confinement du brouillard et de la vapeur d'oxygène sur l'axe du système par l'écoulement à haute

vitesse d'hydrogène.

Les simulations prenant en compte le modèle de cassure ainsi qu'un modèle de type **Eddy Break Up** (EBU) pour la combustion mettent elles aussi l'accent sur l'importance du processus de fragmentation sur la structure finale de la flamme (forme, intensité de combustion, température). C'est ainsi que le calcul avec atomisation secondaire permet de se rapprocher du niveau des températures maximales relevées au cours du cas test n° 2 du « 2nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion » qui s'est déroulé du 25 au 27 mars 2001 à Lampoldshausen en Allemagne (Haidn, 2001), sans pour autant être capable de reproduire fidèlement les profils dans les zones proches de l'injection (et en particulier la largeur du pic). Tous les calculs présentés au cours de ce Workshop ont montré la difficulté de simuler fidèlement les zones proches de l'injection (pour lesquelles les températures ne sont pas connues avec précision en raison de la présence du liquide induisant de forts biais sur les mesures). Enfin, toutes les simulations (avec et sans atomisation) conduisent à l'obtention d'une flamme accrochée à la lèvre de l'injecteur. Cette flamme adopte une structure de type flamme-jet de diffusion quand le modèle de cassure est activé (les gouttes restent confinées à l'intérieur de la flamme contrairement au calcul sans cassure où des gouttes franchissent la flamme et viennent frapper la paroi).

Les simulations du processus de vaporisation turbulente avec le code de calcul MSD de l'ONERA, mettent en évidence l'importance de la turbulence sur les évolutions temporelles des propriétés des gouttes, et en particulier sur les diamètres, températures et taux de vaporisation. Par ailleurs, les trajectoires semblent elles aussi être influencées par le processus de vaporisation turbulente. La quantification plus précise des variations observées nécessite de réaliser des simulations sur des durées physiques plus importantes, ce qui n'a pas été possible au cours de ce travail.

Les perspectives sont de plusieurs ordres. Dans un premier temps, le couplage des modèles d'atomisation secondaire et de vaporisation turbulente dans un même code (THÉSÉE ou MSD) devrait permettre de reproduire plus finement le dispositif MASCOTTE. Par ailleurs, l'utilisation de modèles de combustion plus adaptés à ce type de système (chimie détaillée du processus de combustion, modèle de combustion turbulente...) devra également être envisagée.

D'autres processus agissent également sur les dimensions des gouttes comme la coalescence (ayant pour principal effet de faire croître les diamètres des fragments). Ce type de phénomène devra aussi être pris en compte pour permettre une meilleure reproduction des caractéristiques du brouillard (Roquejoffre et Villedieu, 2001 ; Laurent *et al.*, 2003).

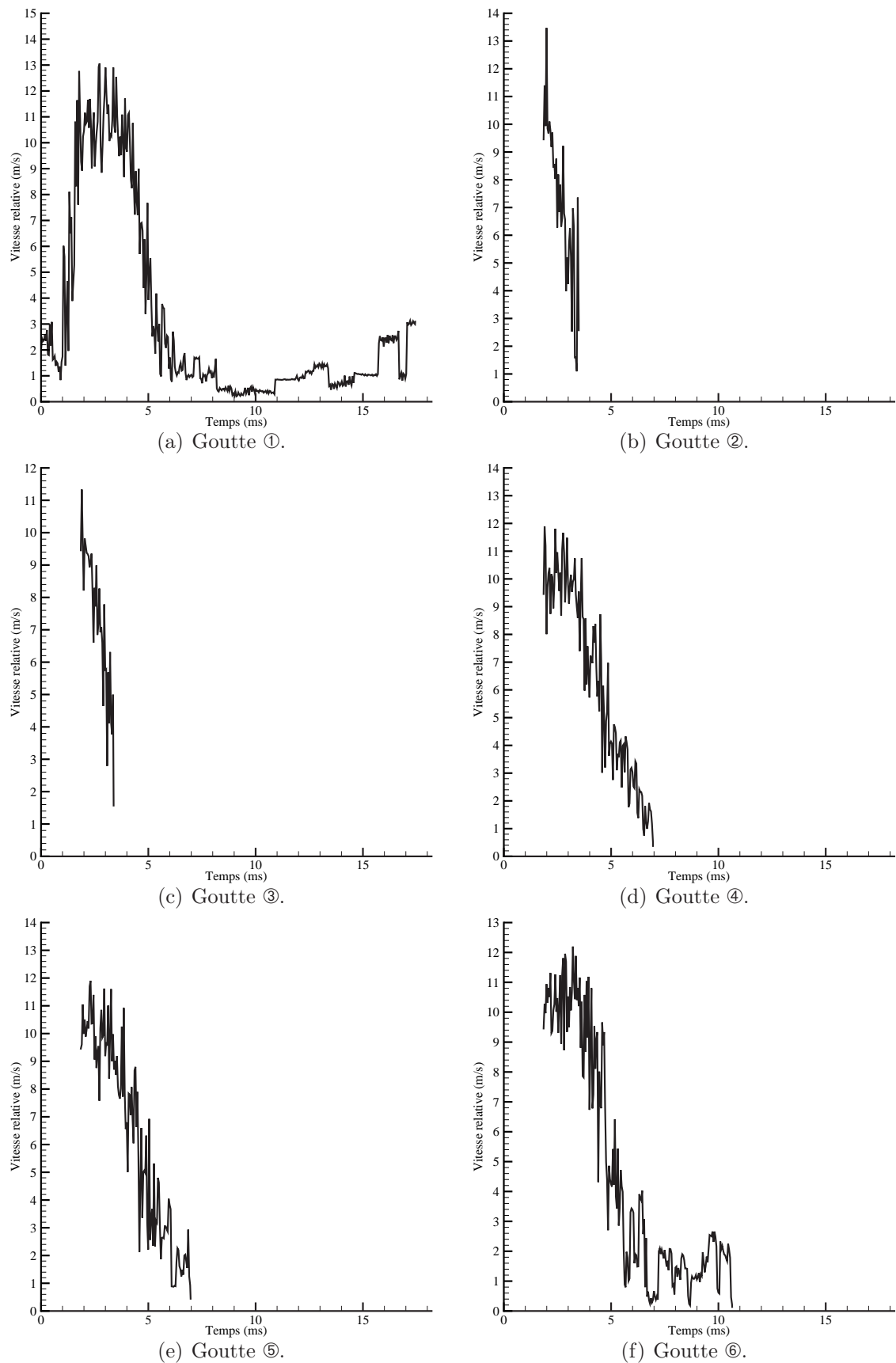
Enfin, en ce qui concerne le modèle de vaporisation turbulente, une simulation du dispositif expérimental ayant permis son élaboration devra être envisagée pour s'affranchir des effets du glissement de la goutte par rapport à l'écoulement, et ainsi mieux appréhender les effets du modèle lui-même.

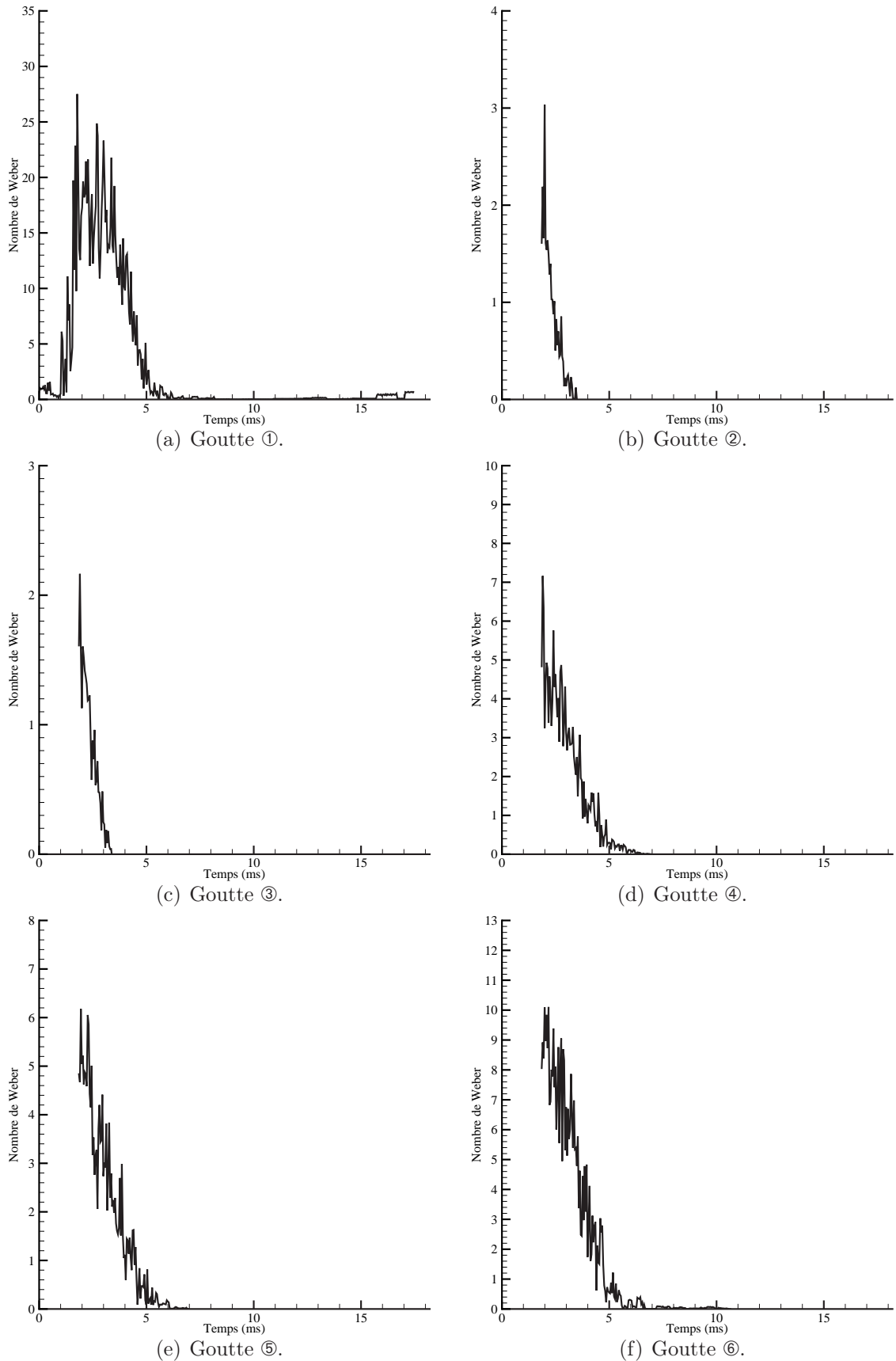
Annexes

Annexe A

Les autres résultats de validation du modèle de cassure

Dans cette annexe, nous présentons les autres résultats relatifs à la validation du modèle de cassure (chapitre 7). Les courbes regroupées ici concernent ainsi la vitesse relative, le nombre de Weber, le nombre de Reynolds et le critère de cassure pour les vitesses initiales $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.1 – Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.2 – Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

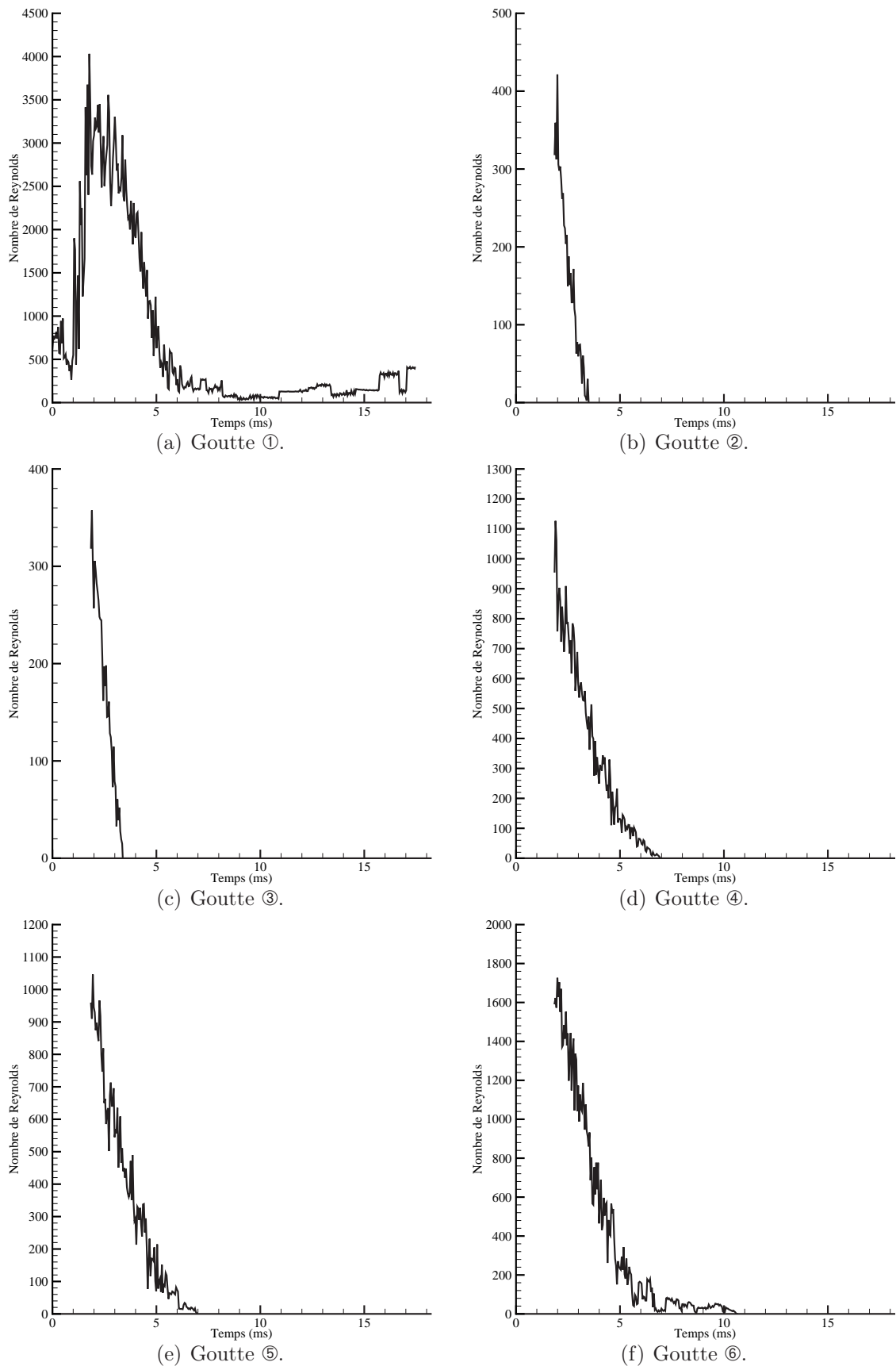
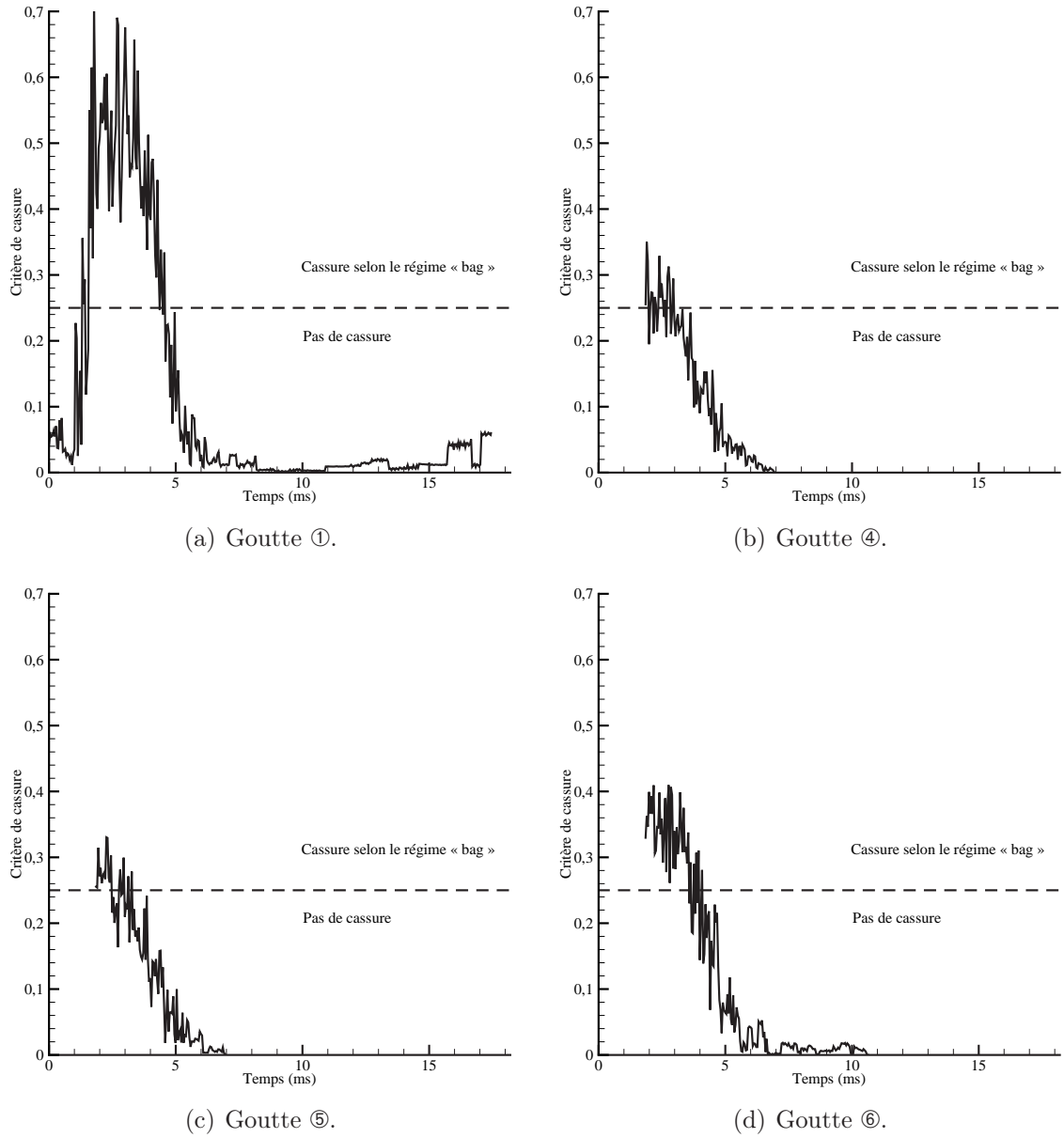
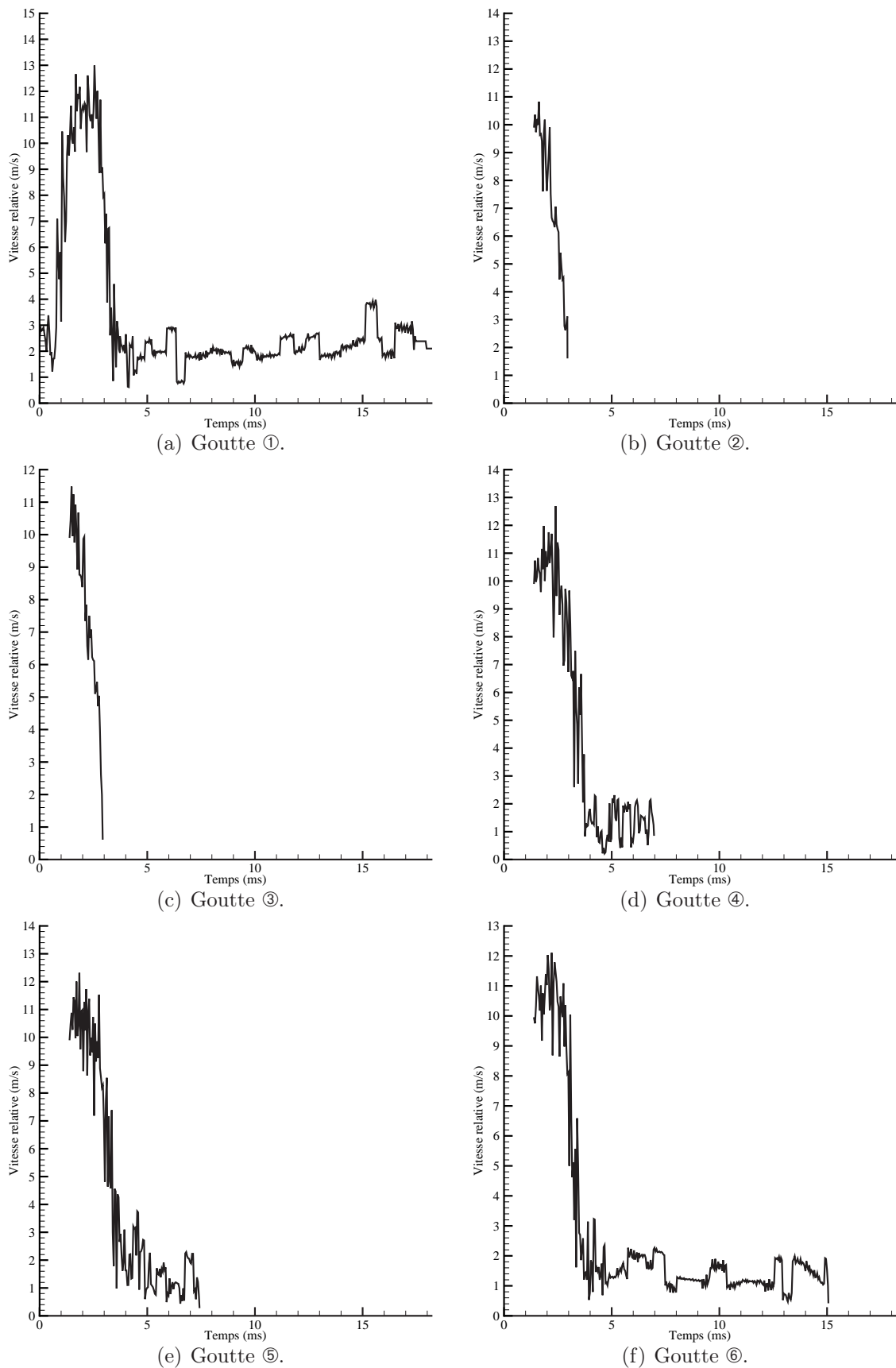
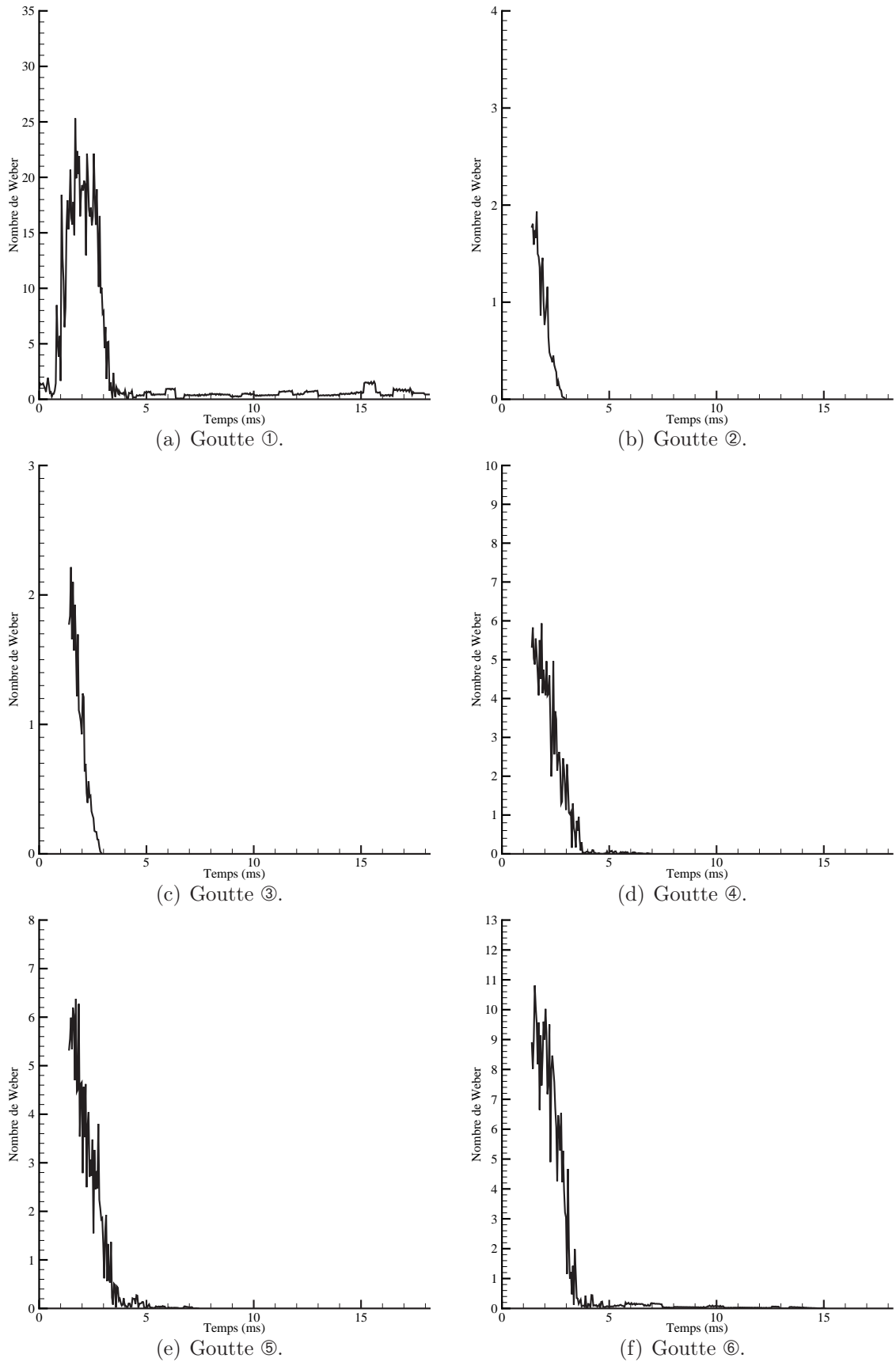
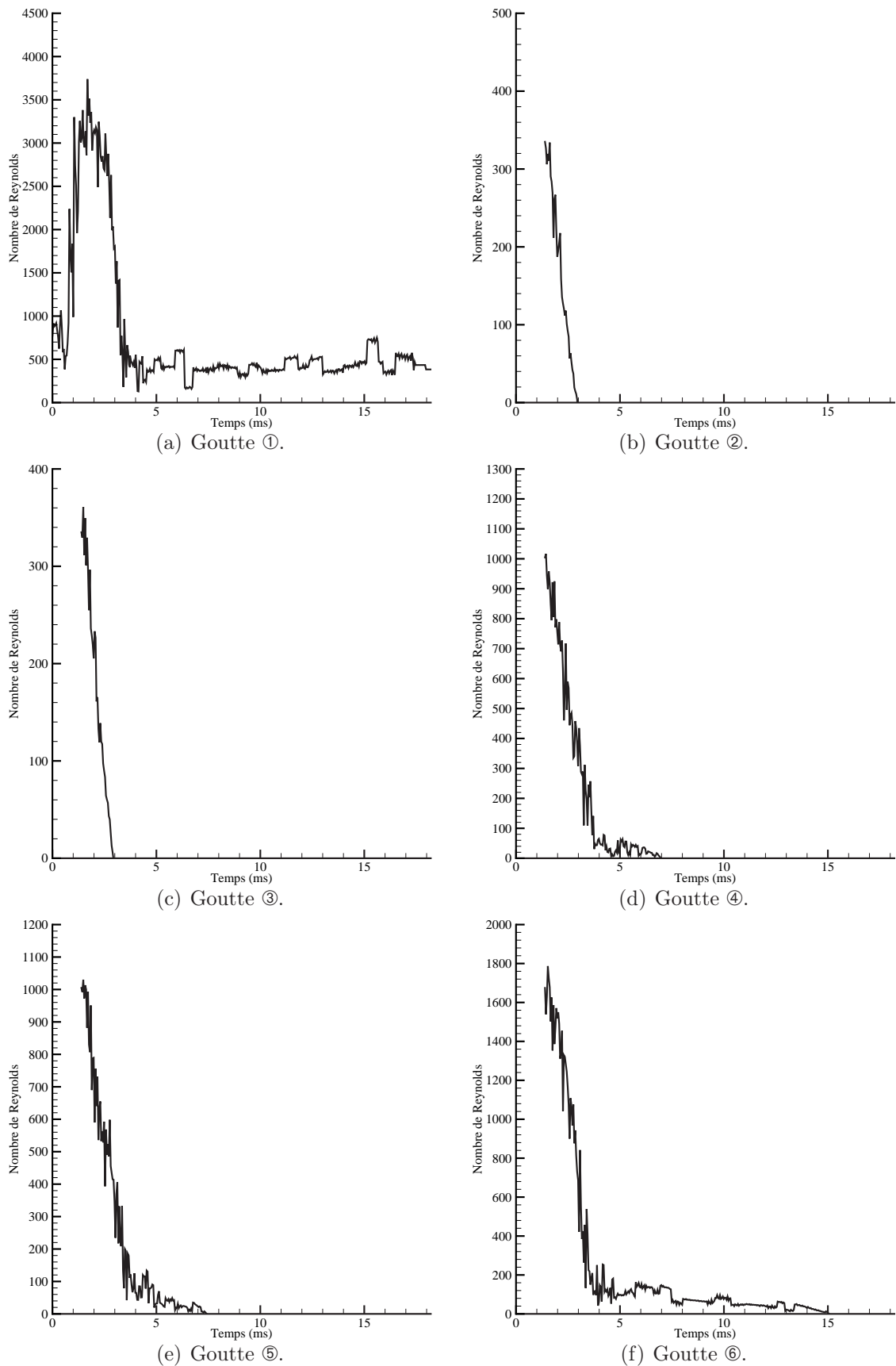


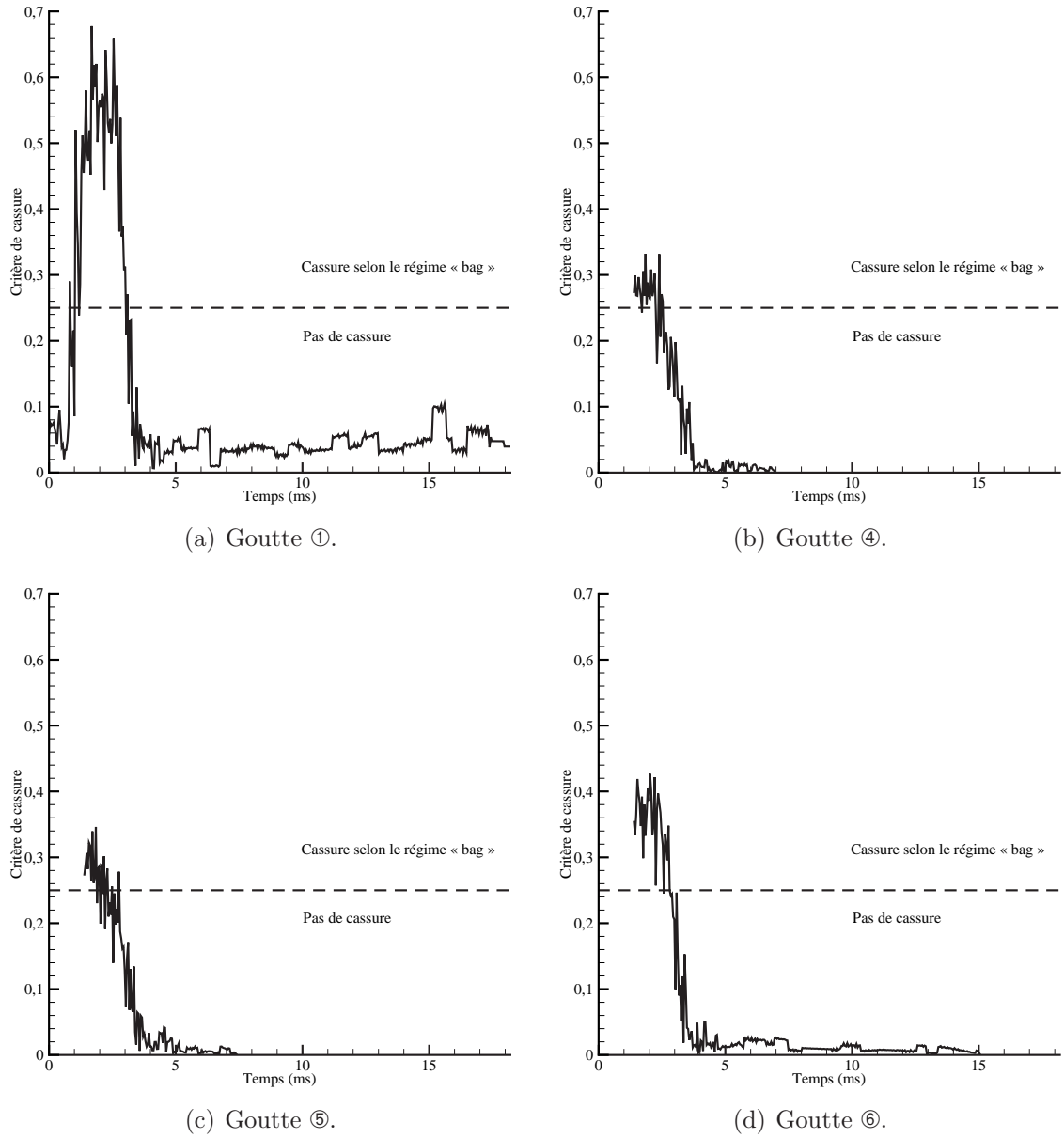
FIGURE A.3 – Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.4 – Évolution du critère de cassure pour les gouttes se fractionnant pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.5 – Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.6 – Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.7 – Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

FIGURE A.8 – Évolution du critère de cassure pour les gouttes se fractionnant pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Annexe B

Calcul des grandeurs thermodynamiques

B.1 Introduction

Dans cette annexe sont regroupées les différentes lois utilisées au cours des simulations du processus d'atomisation secondaire. Ces relations permettent de déterminer avec précision les différentes caractéristiques thermodynamiques des fluides en présence dans le cas de l'utilisation d'une thermodynamique variable avec la température et la pression (en particulier dans le cas de hautes pressions envisagées au cours des simulations), et ainsi d'évaluer correctement les critères du modèle.

B.2 Caractéristiques générales

Caractéristique	Oxygène	Hydrogène
Température critique, T_{cr} (K)	154,6	33,20
Masse molaire, M ($\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$)	32	2
Pression critique, P_{cr} (MPa)	5,09	1,28
Densité critique, ρ_{cr} ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	73,4	30,7
Facteur acentrique, W	0,025	-0,218
Coefficient de compressibilité critique, Z_{cr}	0,288	0,306
Température d'ébullition, T_{eb} (K)	90,2	20,4
Potentiel de Lennard-Jones, ε/k (K)	106,7	59,7
Longueur caractéristique de diffusion, σ (Å)	3,467	2,827

TABLEAU B.1 – Caractéristiques de l'oxygène et de l'hydrogène.

B.3 Coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion (en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) est déterminé à partir de la relation de Chapman et Enskog (Reid *et al.*, 1987, p. 582) :

$$D_f = \frac{0,00266 T_r^{2/3}}{P M_{GL}^{1/2} \sigma_{GL}^2 \Omega_D} \quad (\text{B.1})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_r = T_s + (T_\infty + T_s) / 3 \\ M_{GL} = 2 \left(\frac{1}{M_g} + \frac{1}{M_l} \right)^{-1} \\ \sigma_{GL} = (\sigma_g + \sigma_l) / 2 \\ \Omega_D = \frac{1,06036}{(T^*)^{0,15610}} + \frac{0,19300}{\exp(0,47635 T^*)} + \frac{1,03587}{\exp(1,52996 T^*)} + \frac{1,76474}{\exp(3,89411 T^*)} \\ T^* = k_B T_r / \varepsilon_{GL} \\ \varepsilon_{GL} = (\varepsilon_g \cdot \varepsilon_l)^{1/2} \end{array} \right.$$

B.4 Chaleur latente de vaporisation

La chaleur latente de vaporisation de l'oxygène liquide (en $\text{J} \cdot \text{g}^{-1}$) est évaluée par l'intermédiaire de la relation de Carruth et Kobayashi (Reid *et al.*, 1987, p. 220) :

$$L_V = \frac{R T_{crl}}{M_l} \left[7,08 \left(1 - \frac{T_s}{T_{crl}} \right)^{0,354} + 10,95 W_l \left(1 - \frac{T_s}{T_{crl}} \right)^{0,456} \right] \quad (\text{B.2})$$

B.5 Pression de vapeur saturante de l'oxygène

La pression de vapeur saturante (en bars) est évaluée à l'aide de la relation de Wagner (Reid *et al.*, 1987, p. 657) :

$$P_{sat} = P_{crl} \exp \left(\frac{-6,28275 X + 1,73619 X^{1,5} - 1,81349 X^3 - 2,53645 \times 10^{-2} X^6}{1 - X} \right) \quad (\text{B.3})$$

avec :

$$X = 1 - \frac{T_s}{T_{crl}}$$

B.6 Tension superficielle de l'oxygène liquide

La tension superficielle de l'oxygène liquide (en $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$) est évaluée en utilisant la relation de Brook et Bird (Reid *et al.*, 1987, p. 637) :

$$\sigma = P_{crl}^{2/3} T_{crl}^{1/3} Q \left(1 - \frac{T_s}{T_{crl}}\right)^{11/9} \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.4})$$

avec :

$$Q = 0,1196 \left[1 + \frac{\frac{T_{eb}}{T_{crl}} \ln\left(\frac{P_{crl}}{1,01325}\right)}{1 - \frac{T_{eb}}{T_{crl}}} \right] - 0,279$$

B.7 Viscosité dynamique de l'oxygène

La viscosité dynamique de l'oxygène (en $\text{N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$) est déterminée par la formule de Lucas (Reid *et al.*, 1987, p. 436) :

$$\mu_l = \frac{1 + D \left(\frac{P - P_{sat}}{2,118 P_{crl}}\right)^A}{1 + C W_l \frac{P - P_{sat}}{P_{crl}}} \mu_{0l} \quad (\text{B.5})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = 0,9991 - \frac{4,674 \times 10^{-4}}{1,0523 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^{-0,03877} - 1,0513} \\ C = -0,07921 + 2,1616 \frac{T}{T_{crl}} - 13,4040 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^2 + 44,1706 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^3 - 84,8291 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^4 \\ \quad + 96,1209 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^5 - 59,8127 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^6 + 15,6719 \left(\frac{T}{T_{crl}}\right)^7 \\ D = \frac{0,3257}{\left(1,0039 - \frac{T}{T_{crl}}\right)^{0,2906}} - 0,2086 \\ \mu_{0l} = 2,64 \times 10^{-4} \text{ à } 80 \text{ K} \end{array} \right.$$

B.8 Masse volumique de l'oxygène liquide

La masse volumique de l'oxygène liquide (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) est évaluée par la relation :

$$\rho_l = 1610 - 5,22 T_s \quad (\text{B.6})$$

B.9 Capacité calorifique des corps purs

Les capacités calorifiques (en $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) des corps purs sous forme gazeuse (oxygène et hydrogène) sont évaluées par l'intermédiaire d'un polynôme de degré 3, de la forme :

$$C_p(T) = \frac{A + B\frac{T}{T_{cr}} + C\left(\frac{T}{T_{cr}}\right)^2 + D\left(\frac{T}{T_{cr}}\right)^3}{M} \quad (\text{B.7})$$

avec :

Coefficient	Oxygène	Hydrogène
A	$2,811 \times 10^1$	$2,714 \times 10^1$
B	$-3,680 \times 10^{-6}$	$9,274 \times 10^{-3}$
C	$1,746 \times 10^{-5}$	$-1,381 \times 10^{-5}$
D	$-1,065 \times 10^{-8}$	$7,645 \times 10^{-9}$

TABLEAU B.2 – Coefficients des polynômes de calcul de la capacité calorifique (Reid *et al.*, 1987, p. 665).

B.10 Capacité calorifique du mélange gazeux

La fraction molaire de l'oxygène est donnée par :

$$X_{O_2g} = \frac{P_{sat}}{P} \quad (\text{B.8})$$

La capacité calorifique (en $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) du mélange gazeux s'exprime alors par :

$$C_p = X_{O_2g} C_{p_{O_2g}} + (1 - X_{O_2g}) C_{p_{H_2g}} \quad (\text{B.9})$$

B.11 Masse volumique de l'hydrogène

La masse volumique de l'hydrogène gazeux (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) à la pression P est évaluée par la relation :

$$\rho = \rho_0 P \quad (\text{B.10})$$

avec :

$$\rho_0 = 8,46 \times 10^{-2}$$

B.12 Viscosité dynamique de l'hydrogène

La viscosité (en $\text{N}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$) de l'hydrogène gazeux est évaluée en utilisant la formule de Jossi, Stiel et Thodos (Reid *et al.*, 1987, p. 424) :

$$\mu = \mu_{0g} + \frac{\left(A + B \frac{\rho}{\rho_{cr}} + C \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}} \right)^2 + D \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}} \right)^3 + E \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}} \right)^4 \right)^4 - 1}{\xi_T} \quad (\text{B.11})$$

avec :

$$\begin{cases} A = 1,0230 & B = 0,23364 & C = 0,58533 & D = 0,40758 & E = 0,093324 \\ \xi_T = \left(\frac{T_{cr}}{M^3 P_{cr}^4} \right)^{1/6} \\ \mu_{0g} = 0,866 \times 10^{-5} \text{ à } 288,15 \text{ K} \end{cases}$$

B.13 Conductivité thermique de l'hydrogène

La conductivité thermique de l'hydrogène gazeux (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est évaluée à partir de la relation de Stiel et Thodos (Reid *et al.*, 1987, p. 521) :

$$\lambda_g = \lambda_{0g} + \frac{1,22 \times 10^{-2}}{\Gamma Z_{cr}^5} [\exp(0,533 \rho_{cr}) - 1] \quad (\text{B.12})$$

avec :

$$\begin{cases} \lambda_{0g} = 8,099 \times 10^{-3} + 6,689 \times 10^{-4} T - 4,158 \times 10^{-7} T^2 + 1,562 \times 10^{-10} T^3 \\ \Gamma = 210 \left(\frac{T_{cr} M^3}{P_{cr}^4} \right)^{1/6} \end{cases}$$

Liste des figures

1.1	Évolution de l'interface liquide-gaz en fonction du nombre et du diamètre des gouttes	13
1.2	Localisation des diamètres moyens et caractéristiques	18
1.3	Cassure d'un jet liquide dans un milieu gazeux au repos	19
1.4	Transitions entre les régimes de cassure d'un jet liquide dans un gaz au repos	20
1.5	Longueur d'atomisation d'un jet liquide introduit dans un gaz au repos . .	20
1.6	Évolution du nombre de Weber critique en fonction du nombre d'Ohnesorge	23
1.7	Représentation schématique des différents régimes de cassure	24
1.8	Carte de transition entre différents régimes de cassure	26
1.9	Carte de transition entre différents régimes de cassure dans le cas de la fragmentation par une onde de choc	27
1.10	Positionnement général des domaines d'existence des régimes de cassure . .	27
1.11	Temps d'initiation adimensionné pour des liquides visqueux	29
1.12	Temps total de cassure adimensionné	30
2.1	Représentation schématique du processus de vaporisation d'une goutte liquide	40
3.1	Les différents régimes de combustion diphasique	50
3.2	Diagramme des modes de combustion diphasique	52
4.1	Schéma du banc d'essai MASCOTTE en version basse pression	56
4.2	Dispositif MASCOTTE en configuration haute pression	57
4.3	Banc d'essai MASCOTTE en combustion à 10 bars	57
5.1	Carte des régimes de cassure pour une goutte d'oxygène dans l'hélium . . .	67
5.2	Méthode de détermination du temps d'initiation	68
5.3	Temps d'initiation en fonction du nombre de Weber pour différentes pressions	69
5.4	Temps d'initiation normalisé en fonction du nombre de Weber pour différentes pressions	69

5.5	Évolution temporelle de la distribution des fragments secondaires dans le cas de la cassure selon le régime « shear »	70
5.6	Organigramme du modèle d'atomisation secondaire	71
6.1	Variation du taux moyen de vaporisation normalisé en fonction de l'énergie cinétique q	78
6.2	Variation du taux moyen de vaporisation normalisé en fonction de $Re_t^{2/3} Sc^2$	78
7.1	Dimensions du dispositif expérimental de Vieille (1998)	91
7.2	Maillage utilisé pour la validation du modèle d'atomisation secondaire	92
7.3	Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence	94
7.4	Évolution temporelle du diamètre des gouttes issues de la première cassure	95
7.5	Évolution temporelle du nombre total de gouttes dans le domaine de calcul	98
7.6	Évolution temporelle de la température des gouttes issues de la première cassure	99
7.7	Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	101
7.8	Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	102
7.9	Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	103
7.10	Évolution du critère de cassure des gouttes se fractionnant pour $V_{g01} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	105
7.11	Superposition du champ moyen de vitesse et des gouttes en cours de cassure	107
7.12	Exemple de goutte restant dans le jet	108
7.13	Exemple de goutte traversant le jet	108
8.1	Géométrie de l'injecteur coaxial utilisé	112
8.2	Maillage du banc d'essai MASCOTTE	112
8.3	Détail de la zone d'injection des gouttes d'oxygène liquide	113
8.4	Méthode d'injection des gouttes d'oxygène liquide	115
8.5	Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence	117
8.6	Évolutions axiales du nombre moyen de gouttes	120
8.7	Évolutions radiales du nombre moyen de gouttes	121
8.8	Évolutions axiales du diamètre moyen arithmétique D_{10}	123
8.9	Évolutions radiales du diamètre moyen arithmétique D_{10}	124
8.10	Évolutions axiales du diamètre moyen de Sauter D_{32}	127

8.11	Évolutions radiales du diamètre moyen de Sauter D_{32}	128
8.12	Distributions globales des gouttes	130
8.13	Évolutions distributions axiales	132
8.14	Évolutions des distributions radiales	133
8.15	Évolutions axiales du rapport $D_{0,5} / D_{32}$	135
8.16	Évolutions radiales du rapport $D_{0,5} / D_{32}$	136
8.17	Évolutions axiales de la fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2)	139
8.18	Évolutions axiales de la fraction massique d'oxygène gazeux (GO_2)	140
8.19	Évolutions radiales de la fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2)	141
8.20	Évolutions radiales de la fraction massique d'oxygène gazeux (GO_2)	142
8.21	Comparaison des cartes de fraction massique d'hydrogène gazeux (GH_2)	144
8.22	Comparaison des cartes de fraction massique d'oxygène gazeux (GO_2)	145
8.23	Superposition du champ de vitesse moyen et des gouttes	147
9.1	Taux de réaction moyen ($\text{mol}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)	152
9.2	Carte de température moyenne	154
9.3	Profils axiaux de température	155
9.4	Profils radiaux de température	156
9.5	Profils radiaux en $X/D_1 = 2,0$ présentés au cours du « 2 nd International Workshop on Liquid Rocket Combustion »	157
9.6	Carte de fraction massique moyenne d'oxygène gazeux	158
9.7	Carte de fraction massique moyenne d'hydrogène gazeux	159
9.8	Carte de fraction massique moyenne d' H_2O gazeux	160
9.9	Évolutions axiales du nombre de gouttes	161
9.10	Évolutions radiales du nombre de gouttes	161
9.11	Évolutions axiales du diamètre moyen arithmétique D_{10}	163
9.12	Évolutions radiales du diamètre moyen arithmétique D_{10}	163
9.13	Évolutions axiales du diamètre moyen de Sauter D_{32}	165
9.14	Évolutions radiales du diamètre moyen de Sauter D_{32}	165
9.15	Distributions globales des gouttes en fin de simulation	166
9.16	Distributions axiales des gouttes en fin de simulation	167
9.17	Distributions radiales des gouttes en fin de simulation	168
9.18	Superposition de la flamme et des gouttes	169
10.1	Maillage du banc d'essai MASCOTTE	172
10.2	Détail de la zone d'injection des gouttes d'oxygène liquide	173
10.3	Allure du champ dynamique gazeux en fin de convergence	175

10.4	Carte d'énergie turbulente du champ initial	176
10.5	Évolution temporelle du diamètre de la goutte	177
10.6	Évolution temporelle du diamètre au carré de la goutte	178
10.7	Évolution temporelle de la température de la goutte	178
10.8	Évolution temporelle du taux de vaporisation de la goutte	179
10.9	Évolution temporelle du groupement $\frac{K_{turb}}{K} - 1$	180
10.10	Évolution temporelle de la position de la goutte	181
10.11	Évolution temporelle de la vitesse de la goutte	181
A.1	Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	192
A.2	Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	193
A.3	Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	194
A.4	Évolution du critère de cassure pour les gouttes se fractionnant pour $V_{g02} = 1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	195
A.5	Vitesse relative des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	196
A.6	Nombre de Weber des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	197
A.7	Nombre de Reynolds des gouttes issues de la première cassure pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	198
A.8	Évolution du critère de cassure pour les gouttes se fractionnant pour $V_{g03} = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	199

Références

- ABDELKARIM, N. B. H., MASRI, A. R., IBRAHIM, S. S., AND WIGLEY, G. (2003). « An evaluation of three atomization models for dense sprays ». *9th ICLASS Conference, Sorrento (Italy)*.
- AGGARWAL, S. K., XIAO, Y., AND UTHUPPAN, J. (1994). « Effect of Stokes number on particle dispersion ». *Atomization and Sprays*, vol. 4, pp. 223–236.
- ALKIDAS, A. S. (1981). « The influence of size-distribution parameters on the evaporation of polydisperse dilute sprays ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 24(12), pp. 1913–1923.
- AMARA, S., LÉVY, N., CHAMPOUSSIN, J. C., ET GUERRASSI, N. (1997). « Effet de la température sur la taille des gouttes d'un jet Diesel ». *Revue Générale de Thermique*, vol. 36, pp. 51–58.
- ANNAMALAI, K. AND RYAN, W. (1992). « Interactive processes in gasification and combustion. Part I : liquid drop arrays and clouds ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 18, pp. 221–295.
- ATESHKADI, A., MCDONELL, V. G., AND SAMUELSEN, G. S. (1998). « Effect of hardware geometry on gas and drop behavior in a radial mixer spray ». *27th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1985–1992.
- ATTHASIT, A., BISCOS, Y., AND LAVERGNE, G. (2003). « A rectilinear droplet stream study : influence of lateral interaction on droplet dynamical behavior ». *9th ICLASS Conference, Sorrento (Italy)*.
- BECK, J. C. AND WATKINS, A. P. (2003). « Simulation of water and other non-fuel sprays using a new spray model ». *Atomization and Sprays*, vol. 13, pp. 1–26.
- BIROUK, M. (1996). « Influence de la turbulence homogène et isotrope sur la vaporisation et la combustion de gouttes de combustibles liquides ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- BIROUK, M., CHAUVEAU, C., SARH, B., QUILGARS, A., AND GÖKALP, I. (1996). « Turbulence effects on the vaporization of monocomponent single droplets ». *Combustion Science and Technology*, vol. 113–114, pp. 413–428.

- BIROUK, M. AND GÖKALP, I. (2002). « A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 37–45.
- BORGHİ, R. ET CHAMPION, M. (2000). « Modélisation et théorie des flammes ». *Éditions Technip*.
- BORGHİ, R. ET DESTRIAU, M. (1995). « La combustion et les flammes ». *Éditions Technip*.
- BORISOV, A. A., GEL'FAND, B. E., NATANZON, M. S., AND KOSSOV, O. M. (1981). « Droplet breakup regimes and criteria for their existence ». *Journal of Engineering Physics*, vol. 40(1), pp. 64–70.
- BRODKEY, R. S. (1969). « The phenomena of fluid motions ». *Addison-Wesley, Reading, Mass.*
- CANDEL, S., HERDING, G., SNYDER, R., SCOUFLAIRE, P., ROLON, C., VINGERT, L., HABIBALLAH, M., GRISCH, F., PÉALAT, M., BOUCHARDY, P., STEPOWSKI, D., CESSOU, A., AND COLIN, P. (1998). « Experimental investigation of shear coaxial cryogenic jet flames ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 14(5), pp. 826–834.
- CARE, I. (1990). « Étude d'un injecteur coaxial assisté ». *Thèse de l'Université de Rouen*.
- CARREAU, J. L., PREVOST, A., PORCHERON, E., LE VISAGE, D., MONOTÉ, D., ET ROGER, F. (2001). « Paramètres et caractéristiques de l'atomisation d'un jet liquide rond par un jet de gaz annulaire et coaxial ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées », Cépaduès Éditions*, pp. 135–149.
- CHAINERAY, G. (2001). « Notice d'utilisation MSD 2.3.1 ».
- CHAUVEAU, C. (1990). « Vaporisation et combustion de gouttes de n-heptane. Étude en microgravité et influence de la convection forcée ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- CHEN, G. AND GOMEZ, A. (1996). « Co-flow laminar diffusion flames of monodisperse sprays : structure, evaporation and microgravity effects ». *Combustion Science and Technology*, vol. 115, pp. 177–201.
- CHESNEAU, X. (1994). « Vaporisation et combustion de gouttes isolées de combustibles liquides. Influence de la pression ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- CHIU, H. H. AND LIU, T. M. (1977). « Group combustion of liquid droplets ». *Combustion Science and Technology*, vol. 17, pp. 127–142.
- CHOU, W.-H., HSIANG, L.-P., AND FAETH, G. M. (1997). « Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 23(4), pp. 651–669.

- DELPLANQUE, J.-P. AND SIRIGNANO, W. A. (1993). « Numerical study of the transient vaporization of an oxygen droplet at sub- and super-critical conditions ». *International Journal Heat and Mass Transfer*, vol. 36(2), pp. 303–314.
- DOBBINS, R. A., CROCCO, L., AND GLASSMAN, I. (1963). « Measurement of mean particle sizes of sprays from diffractively scattered light ». *AIAA Journal*, vol. 1(8), pp. 1882–1886.
- DODGE, L. C. AND MOSES, C. A. (1984). « Diagnostics for fuel sprays as applied to emulsified fuels ». *20th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1239–1247.
- DONJAT, D., ESTIVALEZES, J.-L., MICHAU, M., AND LAVERGNE, G. (2003). « Phenomenological study of the pressure swirl atomizer internal flow ». *9th ICLASS Conference, Sorrento (Italy)*.
- DRISCOLL, J. F. AND PELACCIO, D. G. (1980). « Turbulent eddy diffusivity and mean eddy lifetimes measured in spray combustion ». *Combustion Science and Technology*, vol. 21, pp. 205–212.
- ENGEL, O. G. (1958). « Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock ». *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, vol. 60, pp. 245–280.
- FAETH, G. M. (1977). « Current status of droplet and liquid combustion ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 3, pp. 191–224.
- FAETH, G. M. (1983). « Evaporation and combustion of sprays ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 9, pp. 1–76.
- FAETH, G. M. (1990). « Structure and atomization properties of dense turbulent sprays ». *23rd Symposium (International) on Combustion*, pp. 1345–1352.
- FAETH, G. M., DOMINICIS, D. P., TULPINSKY, J. F., AND OLSON, D. R. (1968). « Supercritical bipropellant droplet combustion ». *12th Symposium (International) on Combustion*, pp. 9–18.
- FARMER, R., CHENG, G., AND CHEN, Y.-S. (2001). « CFD simulation of liquid rocket injectors. Part 2. Simulations of the RCM-2 experiment ». *Proceedings of the 2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling*.
- GELFAND, B. E. (1996). « Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 22, pp. 201–265.
- GODSAVE, G. A. E. (1953). « Studies of the combustion of drops in a fuel spray—The burning of single drops of fuel ». *4th Symposium (International) on Combustion*, pp. 818–830.
- GÖKALP, I., CHAUVEAU, C., MORIN, C., VIEILLE, B., AND BIROUK, M. (2000). « Improving droplet breakup and vaporization models by including high pressure and turbulence effects ». *Atomization and Sprays*, vol. 10, pp. 475–510.

- GÖKALP, I., CHAUVEAU, C., SIMON, O., AND CHESNEAU, X. (1992). « Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow ». *Combustion and Flame*, vol. 89, pp. 286–298.
- GOLDSMITH, M. AND PENNER, S. S. (1954). « On the burning of single drops of fuel in an oxidizing atmosphere ». *Jet propulsion*, vol. 24, pp. 245–251.
- GOROKHOVSKI, M. ET SAVELIEV, V. (2001). « Approche stochastique pour la modélisation de la pulvérisation air-assistée ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées »*, Cépaduès Éditions, pp. 87–100.
- GOSMAN, A. D. AND IOANNIDES, L. (1981). « Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors ». *AIAA paper 81-0323*.
- GOSMAN, A. D. AND IOANNIDES, L. (1983). « Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors ». *AIAA Journal of Energy*, vol. 7(6), pp. 482–490.
- GOUESBET, G. AND BERLEMONT, A. (1999). « Eulerian and lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 25, pp. 133–159.
- GRISCH, F., BOUCHARDY, P., ET CLAUSS, W. (2001). « Mesures de température et de concentration de H₂O dans une combustion cryogénique GH₂/LOX par Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées »*, Cépaduès Éditions, pp. 381–392.
- GRISCH, F., BOUCHARDY, P., JOLY, V., MARMIGNON, C., KOCH, U., AND GÜLHAN, A. (2000). « Coherent Anti-Stokes Raman Scattering measurements and computational modeling of nonequilibrium flow ». *AIAA Journal*, vol. 38(9), pp. 1669–1675.
- HAAS, F. C. (1964). « Stability of droplets suddenly exposed to a high velocity gas stream ». *AIChE Journal*, vol. 10, pp. 920–924.
- Haidn, O. H., Ed. (2001). *Proceedings of the 2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling*, 25–27 mars, Lampoldshausen, Allemagne.
- HALL, A. R. AND DIEDERICHSEN, J. (1953). « An experimental study of the burning of single drops of fuel in air at pressures up to twenty atmospheres ». *4th Symposium (International) on Combustion*, pp. 837–846.
- HANSON, A. R. AND DOMICH, E. G. (1956). « The effect of viscosity on the breakup of droplets by air blasts—a shock tube study ». *Research Report No. 130, Department of Aerospace Engineering, University of Minnesota, Minneapolis, États-unis*, vol. 6(8), pp. 1070–1080.
- HANSON, A. R., DOMICH, E. G., AND ADAMS, H. S. (1963). « Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts ». *The Physics of Fluids*, vol. 6(8), pp. 1070–1080.

- HASSLER, G. (1970). « Breakup of large water drops under the influence of aerodynamic forces in a steady stream of stream and stream at subsonic velocities ». *Presented at the 3rd International Conference on Rain Erosion and Related Phenomena, Hampshire, Angleterre.*
- HASSLER, G. (1971). « Untersuchungen zur verformung und auflösung von wassertropfen durch aerodynamische kräfte im stationären luft-und wasserstrom bei unterschallgeschwindigkeit ». *Thèse de l'Université de Karlsruhe, Allemagne.*
- HASSLER, G. (1972). « Untersuchung zur zeströrung von wassertropfen durch aerodynamische kräfte ». *Forschung*, vol. 6, pp. 183–192.
- HAYWOOD, R. J., RENKSIZBULUT, M., AND RAITHBY, G. D. (1994). « Transient deformation and evaporation of droplets at intermediate Reynolds numbers ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37(9), pp. 1401–1409.
- HE, L. AND RUIZ, F. (1995). « Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization ». *Atomization and Sprays*, vol. 5, pp. 569–584.
- HERDING, G. (1997). « Analyse expérimentale de la combustion d'ergols cryogéniques ». *Thèse de l'École centrale de Paris.*
- HERDING, G., SNYDER, R., ROLON, C., AND CANDEL, S. (1998). « Investigation of cryogenic propellant flames using computerized tomography of emission images ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 14(2), pp. 146–151.
- HERDING, G., SNYDER, R., SCOUFLAIRE, P., ROLON, C., AND CANDEL, S. (1996). « Flame stabilization in cryogenic combustion ». *26th Symposium (International) on Combustion*, pp. 2041–2047.
- HINZE, J. O. (1949). « Critical speeds and sizes of liquid globules ». *Applied Scientific Research*, vol. A1, pp. 273–288.
- HINZE, J. O. (1955). « Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process ». *AIChE Journal*, vol. 1, pp. 289–295.
- HIRAHARA, H. AND KAWAHASHI, M. (1992). « Experimental investigation of viscous effects upon a breakup of droplets in high-speed air flow ». *Experiments in Fluids*, vol. 13, pp. 423–428.
- HSIANG, L.-P. AND FAETH, G. M. (1992). « Near-limit drop deformation and secondary breakup ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18(5), pp. 635–652.
- HSIANG, L.-P. AND FAETH, G. M. (1995). « Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 21(4), pp. 545–560.
- HUBBARD, G. L., DENNY, V. E., AND MILLS, A. F. (1975). « Droplet evaporation : effects of transients and variable properties ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1003–1008.

- JENKINS, D. C. AND BOOKER, J. D. (1964). « The time required for high speed airstreams to disintegrate water drops ». *Report N66-22790, Ministry of aviation (GB). Aero Research Council current Paper, CP No. 827, UDC No. 532.6 : 533.6.011.*
- JUNIPER, M., TRIPATHI, A., SCOUFLAIRE, P., ROLON, C., ET CANDEL, S. (2001a). « Stabilisation des flammes cryotechniques et effets du retrait ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées », Cépaduès Éditions*, pp. 221–231.
- JUNIPER, M., TRIPATHI, A., SCOUFLAIRE, P., ROLON, C., ET CANDEL, S. (2001b). « Structure des flammes cryotechniques à pression subcritique et supercritique ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées », Cépaduès Éditions*, pp. 347–357.
- KADOTA, T. AND HIROYASU, H. (1981). « Combustion of a fuel droplet in supercritical gaseous environments ». *18th Symposium (International) on Combustion*, pp. 275–282.
- KASSOY, D. R. AND WILLIAMS, F. A. (1968). « Variable property effects on liquid droplet combustion ». *AIAA Journal*, vol. 10(6), pp. 1961–1965.
- KAUFFMAN, C. W. AND NICHOLLS, J. A. (1971). « Shock-wave ignition of liquid fuel drops ». *AIAA Journal*, vol. 9(5), pp. 880–885.
- KERSTEIN, A. R. AND LAW, C. K. (1982). « Percolation in combusting sprays I : transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays ». *19th Symposium (International) on Combustion*, pp. 961–969.
- KOLEV, N. I. (1993). « Fragmentation and coalescence dynamics in multiphase flows ». *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 6, pp. 211–251.
- KRAUSS, W. E. (1970). « Water drop deformation and fragmentation due to shock wave impact ». *Ph.D. Dissertation, Université de Floride, Gainsville, Floride, États-Unis.*
- KRZECZKOWSKI, S. A. (1980). « Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 6, pp. 227–239.
- LAFON, P. (1994). « Modélisation et simulation numérique de l'évaporation et de la combustion de gouttes à haute pression ». *Thèse de l'Université d'Orléans.*
- LANE, W. R. (1951). « Shatter or drops in streams of air ». *Industrial Engineering Chemistry*, vol. 43, pp. 1312–1317.
- LASHERAS, J. C., EASTWOOD, C., MARTÍNEZ-BAZÁN, C., AND NÉS, J. L. M. (2002). « A review of statistical models for the break-up of an immiscible fluid immersed into a fully developed turbulent flow ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28, pp. 247–278.
- LASHERAS, J. C., VILLERMAUX, E., AND HOPFINGER, E. J. (1998). « Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 357, pp. 351–379.

- LAURENT, F., MASSOT, M., AND VILLEDIEU, P. (2003). « Eulerian multi-fluid modeling for the numerical simulation of coalescence in polydisperse dense liquid sprays ». *Journal of Computational Physics*.
- LAW, C. K. (1976). « Unsteady droplet combustion with droplet heating ». *Combustion and Flame*, vol. 26, pp. 17–22.
- LAW, C. K. (1982). « Recent advances in droplet vaporization and combustion ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 8, pp. 171–201.
- LAW, C. K. AND LAW, H. K. (1976). « Quasi-steady diffusion flame theory with variable specific heats and transport coefficients ». *Combustion Science and Technology*, vol. 12, pp. 207–216.
- LAW, C. K. AND LAW, H. K. (1977). « Theory of quasi-steady one-dimensional diffusional combustion with variable properties including distinct binary diffusion coefficients ». *Combustion and Flame*, vol. 29, pp. 269–275.
- LAW, C. K. AND SIRIGNANO, W. A. (1977). « Unsteady droplet combustion with droplet heating-II : conduction limit ». *Combustion and Flame*, vol. 28, pp. 175–186.
- LAW, C. K. AND WILLIAMS, F. A. (1972). « Kinetics and convection in the combustion of alkane droplets ». *Combustion and Flame*, vol. 19, pp. 393–405.
- LAZAR, R. S. AND FAETH, G. M. (1971). « Bipropellant droplet combustion in the vicinity of the critical point ». *13th Symposium (International) on Combustion*, pp. 801–811.
- LEBOISSETIER, A. ET ZALESKI, S. (2002). « Influence des conditions amont turbulentes sur l'atomisation primaire ». *Combustion. Revue des Sciences et Techniques de Combustion*, vol. 2(1), pp. 75–87.
- LEFEBVRE, A. H. (1980). « Airblast atomization ». *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 6, pp. 233–261.
- LEFEBVRE, A. H. (1989). « Atomization and sprays ». *Hemisphere Publishing, New York*.
- LEQUETTE, L. (2001). « The RCM2 10 bars test case ». *Proceedings of the 2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling*.
- LI, M. K. AND FOGLER, H. S. (1978). « Acoustic emulsification. Part 2. Breakup of the large primary oil droplets in a water medium ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 88(3), pp. 513–528.
- LIU, A. B. AND REITZ, R. D. (1993). « Mechanisms of air-assisted liquid atomization ». *Atomization and sprays*, vol. 3, pp. 55–75.

- LIU, Z. AND REITZ, R. D. (1997). « An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 23(4), pp. 631–650.
- LOPAREV, V. P. (1975). « Experimental investigation of the atomization of drops of liquids under conditions of a gradual rise of the external forces ». *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, vol. 3, pp. 174–178.
- MARMOTTANT, P. ET VILLERMAUX, E. (2003). « Atomisation primaire dans les jets coaxiaux ». *Combustion. Revue des Sciences et Techniques de Combustion*, vol. 2(2), pp. 89–125.
- MAYER, W. O. H., SCHIK, A. H. A., VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., GÖKALP, I., TALLEY, D. G., AND WOODWARD, R. D. (1998). « Atomization and breakup of cryogenic propellants under high-pressure subcritical and supercritical conditions ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 14(5), pp. 835–842.
- MAYER, W. O. H. AND TAMURA, H. (1996). « Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 12(6), pp. 1137–1147.
- MEHTA, H. K. (1980). « Droplet drag and breakup in shock-wave induced unsteady flows ». *Ph.D. Dissertation, Université de Rutgers, New Brunswick, New Jersey, États-Unis*.
- METAY, B., ROBERT, E., VILADROSA, R., DUDEMAINE, M., CACHONCILLE, C., POUVESLE, J. M., MAYER, W. O. H., SCHNEIDER, G., AND GÖKALP, I. (2003). « X-ray diagnostics applied to high pressure cryogenic sprays ». *9th ICLASS Conference, Sorrento (Italy)*.
- MICHOY, Y. (2000). « Étude expérimentale de flammes diphasiques turbulentes, partiellement prémélangées et prévaporisées d'un mélange pauvre heptane-air ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- MORIN, C. (1999). « Vaporisation et oxydation à haute température et à haute pression de gouttes de combustibles liquides. Applications aux n-alcanes et esters méthyliques d'huiles végétales ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- NAKABE, K., MIZUTANI, Y., AKAMATSU, F., AND FUJIOKA, H. (1994). « Observation of droplet group combustion in terms of simultaneous measurement of Mie scattering and spectral luminosity from spray flames ». *Atomization and Sprays*, vol. 4, pp. 485–500.
- NICOLI, C., DENET, B., ET HALDENWANG, P. (2002). « Étude numérique de la combustion à la sortie d'un injecteur hydrogène/oxygène ». *Combustion. Revue des Sciences et Techniques de Combustion*, vol. 2(1), pp. 25–39.
- O'ROURKE, P. J. AND AMSDEN, A. A. (1987). « The Tab method for numerical calculation of spray droplet breakup ». *SAE 272089*.

- PATEL, P. D. AND THEOFANOUS, T. G. (1981). « Hydrodynamic fragmentation of drops ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 103, pp. 207–223.
- PILCH, M. AND ERDMAN, C. A. (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(6), pp. 741–757.
- POUROUCHOTTAMANE, M. (2002). « Modélisation des brouillards denses pour la combustion cryotechnique ». *Thèse de l'Université d'Aix-Marseille II*.
- POUROUCHOTTAMANE, M., DUPOIRIEUX, F., HABIBALLAH, M., ET BORGHİ, R. (2001a). « Modélisation des brouillards denses pour la combustion cryotechnique ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées », Cépaduès Éditions*, pp. 267–280.
- POUROUCHOTTAMANE, M., DUPOIRIEUX, F., VINGERT, L., HABIBALLAH, M., AND BURNLEY, V. (2001b). « Numerical analysis of the 10 bar MASCOTTE flow field ». *Proceedings of the 2nd International Workshop on Rocket Combustion Modeling*.
- PRAKASH, S. AND KRISHAN, G. (1984). « Convective droplet vaporization with transient non-convective liquid-phase heating ». *20th Symposium (International) on Combustion*, pp. 1735–1742.
- RAMOS ARROYO, N. (1994). « Étude de la vaporisation de gouttes en interaction. Influence de la convection forcée et de la température ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- RANGER, A. A. (1968). « The aerodynamic shattering of liquid drops ». *Ph.D. Dissertation, Université du Michigan, Ann Arbor, Michigan, États-Unis*.
- RANGER, A. A. AND NICHOLLS, J. A. (1969). « Aerodynamic shattering of liquid drops ». *AIAA Journal*, vol. 7(2), pp. 285–290.
- RANZ, W. E. AND MARSHALL, W. R. J. (1952a). « Evaporation from drops, part I ». *Chemical Engineering progress*, vol. 48(3), pp. 141–146.
- RANZ, W. E. AND MARSHALL, W. R. J. (1952b). « Evaporation from drops, part I ». *Chemical Engineering progress*, vol. 48(4), pp. 173–180.
- REHAB, H., VILLERMAUX, E., AND HOPFINGER, E. J. (1997). « Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 345, pp. 357–381.
- REID, R. C., PRAUSNITZ, J. M., AND POLING, B. E. (1987). « The properties of gases and liquids. Fourth edition ». *McGraw-Hill, New-York*.
- REINECKE, W. G. AND WALDMAN, G. D. (1975). « Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight ». *AIAA Paper 1975-152*.
- REITZ, R. D. (1978). « Atomization and other breakup regimes ». *PhD thesis, Princeton University, États-Unis*.

- REITZ, R. D. AND BRACCO, F. V. (1982). « Mechanism of atomization of a liquid jet ». *The Physics of Fluids*, vol. 25(10), pp. 1730–1742.
- REITZ, R. D. AND DIWAKAR, R. (1986). « Effect of drop breakup on fuel sprays ». *SAE 860469*.
- RENKSIZBULUT, M. AND BUSSMANN, M. (1993). « Multicomponent droplet evaporation at intermediate Reynolds numbers ». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 36(11), pp. 2827–2835.
- RENKSIZBULUT, M. AND HAYWOOD, R. J. (1988). « Transient droplet evaporation with variable properties and internal circulation at intermediate Reynolds numbers ». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 14(2), pp. 189–202.
- RENKSIZBULUT, M. AND YUEN, M. C. (1983a). « Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air stream ». *Journal of Heat Transfer*, vol. 105, pp. 384–388.
- RENKSIZBULUT, M. AND YUEN, M. C. (1983b). « Numerical study of droplet evaporation in a high temperature stream ». *Journal of Heat Transfer*, vol. 105, pp. 389–397.
- RIZK, N. K., CHIN, J. S., AND RAZDAN, M. K. (1997). « Modelling of gas turbine fuel nozzle spray ». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 119, pp. 34–44.
- ROJEC, E. A. (1963). « Photographic presentation of shear-type droplet breakup ». *Report. RR-63-39, Rocketdyne Inc., Canoga Park, Californie, États-Unis*.
- ROQUEJOFFRE, J. M. AND VILLEDIEU, P. (2001). « A kinetic model for droplet coalescence in dense sprays ». *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, vol. 11(5), pp. 867–882.
- SATO, J., TSUE, M., NIWA, M., AND KONO, M. (1990). « Effects of natural convection on high-pressure droplet combustion ». *Combustion and Flame*, vol. 82, pp. 142–150.
- SHRAIBER, A. A., PODVYSOTSKY, A. M., AND DUBROVSKY, V. V. (1996). « Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces ». *Atomization and Sprays*, vol. 6, pp. 667–692.
- SILVERMAN, I., GREENBERG, J. B., AND TAMBOUR, Y. (1993). « Stoichiometry and polydisperse effects in premixed spray flames ». *Combustion and Flame*, vol. 93, pp. 97–118.
- SIMMONS, H. C. (1977a). « The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. Part I : The drop-size/volume-fraction distribution ». *Journal of Engineering for Power*, vol. 99(3), pp. 309–314.
- SIMMONS, H. C. (1977b). « The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. Part II : The drop-size/number distribution ». *Journal of Engineering for Power*, vol. 99(3), pp. 315–319.

- SIMPKINS, P. G. AND BALES, E. L. (1972). « Water-drop response to sudden accelerations ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 55(4), pp. 629–639.
- SNYDER, R., HERDING, G., ROLON, J. C., AND CANDEL, S. (1997). « Analysis of flame patterns in cryogenic propellant combustion ». *Combustion Science and Technology*, vol. 124, pp. 331–370.
- SOWA, W. A. (1992). « Interpreting mean drop diameters using distribution moments ». *Atomization and Sprays*, vol. 2, pp. 1–15.
- SPALDING, D. B. (1953). « The combustion of liquid fuels ». *4th Symposium (International) on Combustion*, pp. 847–864.
- STEINFELD, P. (1996). « Manuel utilisateur THESEE 7.2 ».
- STEPOWSKI, D., CESSOU, A., AND GOIX, P. (1994). « Flame stabilization and OH fluorescence mapping of the combustion structures in the near field of a spray jet ». *Combustion and Flame*, vol. 99, pp. 516–522.
- TAMBOUR, Y. (1985). « A lagrangian sectional approach for simulating droplet size distribution of vaporizing fuel sprays in a turbulent jet ». *Combustion and Flame*, vol. 60, pp. 15–28.
- TAYLOR, G. I. (1963). « The scientific papers of Sir G. I. Taylor ». *Cambridge University Press*, vol. 3, p. 457.
- TJAHJADI, M., STONE, H. A., AND OTTINO, J. M. (1992). « Satellite and subsatellite formation in capillary breakup ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 243, pp. 297–317.
- VALLET, A. (1997). « Contribution à la modélisation d'un jet liquide haute pression ». *Thèse de l'Université de Rouen*.
- VIEILLE, B. (1998). « Étude expérimentale de l'atomisation secondaire de gouttes d'oxygène liquide. Influence de la pression ». *Thèse de l'Université d'Orléans*.
- VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., AND GÖKALP, I. (1998a). « Droplet breakup regimes under high pressure conditions ». *AIAA paper 1998-0715*.
- VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., AND GÖKALP, I. (1998b). « Liquid oxygen droplet breakup under high pressure conditions ». *14th Ilass Europe Conference*.
- VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., AND GÖKALP, I. (1998c). « Studies on the shear break-up regime of cryogenic and non-cryogenic droplets ». *14th Ilass Europe Conference*.
- VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., AND GÖKALP, I. (1999a). « Experimental studies on the break-up regimes of LOX droplets in helium ». *16th Ilass Europe Conference*.
- VIEILLE, B., CHAUVEAU, C., AND GÖKALP, I. (1999b). « Studies on the breakup of LOX droplets ». *AIAA paper 1999-0208*.

- VILLERMAUX, E. (1998a). « Mixing and spray formation in coaxial jets ». *Journal of Propulsion and Power*, vol. 14(5), pp. 807–817.
- VILLERMAUX, E. (1998b). « On the role of viscosity in shear instabilities ». *Physics of Fluids*, vol. 10(2), pp. 368–373.
- VINGERT, L., HABIBALLAH, M., GICQUEL, P., BRISSON, E., CANDEL, S., HERDING, G., SNYDER, R., SCOUFFLAIRE, P., ROLON, C., CESSOU, D. S. A., BAZILE, R., COLIN, P., GUERRE, S., PÉALAT, M., GRISCH, F., AND BOUCHARDY, P. (1997). « Optical diagnostics for cryogenic liquid propellants combustion ». *Symposium AGARD/PEP Bruxelles (Belgique)*.
- VINGERT, L., HABIBALLAH, M., ET HERVAT, P. (2001). « Mascotte : un banc de recherche pour la combustion cryotechnique ». *Actes du Colloque de Synthèse du Groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA « Combustion dans les Moteurs-Fusées »*, Cépaduès Éditions, pp. 335–346.
- VIREPINTE, J. F., RAVEL, O., BISCOS, Y., LAVERGNE, G., MAGRE, P., ET FARRE, J. (2001). « Étude d'un jet de gouttes en combustion ». *Combustion. Revue des Sciences et Techniques de Combustion*, vol. 1(3), pp. 178–201.
- WALDMAN, C. H. (1975). « Theory of non-steady state droplet combustion ». *15th Symposium (International) on Combustion*, pp. 429–442.
- WARNICA, W. D., RENKSIZBULUT, M., AND STRONG, A. B. (1995a). « Drag coefficient of spherical liquid droplets. Part 1 : Quiescent gaseous fields ». *Experiments in Fluids*, vol. 18, pp. 258–264.
- WARNICA, W. D., RENKSIZBULUT, M., AND STRONG, A. B. (1995b). « Drag coefficient of spherical liquid droplets. Part 2 : Turbulent gaseous fields ». *Experiments in Fluids*, vol. 18, pp. 265–276.
- WILLIAMS, A. (1973). « Combustion of droplets of liquid fuels : a review ». *Combustion and Flame*, vol. 21, pp. 1–31.
- WILMS, J., ARNDT, S., AND WEIGAND, B. (2003). « Influence of composition and ambient temperature on the evaporation rate of binary mixture droplets ». *9th ICLASS Conference, Sorrento (Italy)*.
- WISE, H., LORELL, J., AND WOOD, B. J. (1955). « The effects of chemical end physical parameters on the burning rate of a liquid droplet ». *5th Symposium (International) on Combustion*, pp. 132–141.
- WOLFE, H. E. AND ANDERSON, W. H. (1964). « Kinetics, mechanism, and resultant droplet sizes of the aerodynamic breakup of liquid drops ». *AGCD Report No. 0395-04 (18) SP, Aerojet General Corp., Downey, Californie, États-Unis*.
- WU, P.-K. AND FAETH, G. M. (1993). « Aerodynamic effects on primary breakup of turbulent liquids ». *Atomization and Sprays*, vol. 3, pp. 265–289.

-
- WU, P.-K., MIRANDA, R. F., AND FAETH, G. M. (1995). « Effects of initial conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets ». *Atomization and Sprays*, vol. 5, pp. 175–196.
- WU, P.-K., TSENG, L.-K., AND FAETH, G. M. (1992). « Primary breakup in gas/liquid mixing layers for turbulent liquids ». *Atomization and Sprays*, vol. 2, pp. 295–317.
- YANG, V., LIN, N. N., AND SHUEN, J.-S. (1994). « Vaporization of liquid oxygen (LOX) droplets in supercritical hydrogen environments ». *Combustion Science and Technology*, vol. 97, pp. 247–270.

Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente.
Application à la combustion cryotechnique.

Ce travail se situant dans le cadre du Groupement de Recherche « Combustion dans les moteurs-fusées » unissant le CNES, le CNRS, l'ONERA et la SNECMA concerne l'étude de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente pour la combustion des brouillards. L'objectif principal de cette étude est de fournir des modèles fiables pour les codes de calcul, reproduisant fidèlement les processus élémentaires de la combustion cryogénique dans les moteurs-fusées.

Ces modèles sont issus d'études expérimentales précédentes du LCSR, ayant permis d'établir des bases de données.

Les calculs sont basés sur la simulation du banc d'essai MASCOTTE (**M**ontage **A**utonomie **S**implifié pour la **C**ryocombustion dans l'**O**xygène et **T**outes **T**echniques **E**xpérimentales) de l'ONERA. Les résultats montrent d'une part l'influence de l'atomisation sur la structure du brouillard et de la flamme. D'autre part, les simulations de la vaporisation turbulente mettent en évidence l'influence de la turbulence sur les propriétés des gouttes.

Mots-clefs : atomisation secondaire, vaporisation turbulente, modélisation, simulation, moteur-fusée, turbulence, combustion cryotechnique, MASCOTTE.

Modeling and simulation of secondary atomisation and turbulent vaporization.
Application to cryotechnic combustion.

This work taking place in the framework of the Research Group « Combustion in Rocket Engines » joining CNES, CNRS, ONERA and SNECMA concerns the study of secondary atomization and turbulent vaporization in spray combustion. The main goal of this study is to provide reliable models for computational codes, reproducing accurately the elementary processes in cryogenic combustion for rocket engines.

These models are taken from previous experimental studies at LCSR, which have permitted to establish databases.

The numerical computations are mainly based on the simulation of the ONERA's MASCOTTE (**M**ontage **A**utonomie **S**implifié pour la **C**ryocombustion dans l'**O**xygène et **T**outes **T**echniques **E**xpérimentales) test bench. The results highlight first, the influence of droplet breakup on spray and flame structures. Second, computations considering turbulent vaporization, highlight the influence of turbulence on drop properties.

Keywords : secondary atomization, turbulent vaporization, modeling, simulation, rocket engine, turbulence, cryotechnic combustion, MASCOTTE.

Discipline : Énergétique - Mécanique des fluides

Laboratoire :

Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs (LCSR)

Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)

1C, avenue de la Recherche Scientifique

45071 Orléans-cedex 2
