

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

ÉCOLE DOCTORALE : ÉNERGÉTIQUE ET DYNAMIQUE DES FLUIDES

par

David DONJAT

**Étude et modélisation de l'hydrodynamique interne d'un injecteur
mécanique de turboréacteur**

Soutenue le 26 juin 2003 devant la Commission d'examen :

MM.	M. LEDOUX	Président - Rapporteur
	J.L. ESTIVALEZES	Directeur de thèse
	G. LAVERGNE	
	J.C. LORAUD	Rapporteur
	E. VON LAVANTE	
Melle	M. MICHAU	

*The scientist describes what is;
the engineer creates what never was.*

Theodore von Kármán

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un programme mené par Hispano Suiza - Centre de Réau, en collaboration avec le département du DMAE de l'ONERA - Centre de Toulouse. Il n'aurait pu être mené à bien sans le concours et le soutien de plusieurs personnes.

En premier lieu, je tiens particulièrement à remercier Jean-Luc Estivalezes, mon directeur de thèse, pour toute la confiance qu'il a su m'accorder. De la même façon, je remercie Marion Michau, responsable du projet pour Hispano Suiza, pour son soutien.

Tous mes remerciements vont aussi à Gérard Lavergne pour sa disponibilité et son aide précieuse.

Je tiens à remercier Messieurs Jean-Claude Loraud et Michel Ledoux, rapporteurs de ce mémoire, ainsi que le Professeur Von Lavante de l'Université d'Essen, pour avoir consacré du temps pour sa lecture.

Un remerciement tout particulier à Pierre Berthoumieu et Frédéric Guitteny qui m'ont apporté une aide inestimable tant sur le plan pratique qu'humain. Tous mes remerciements vont aussi à Francis Bismes, André Dillinger, André Alcozer, Philippe Barricau, François D'Herbigny, Christine Pujol, Pierre Gajan, Pierre Malecki, Ghyslaine Picchi ainsi que tous les autres membres des unités MH, ATAC et SRI.

Un grand merci à tous mes collègues doctorants ou stagiaires en leur souhaitant à tous la réussite.

Mais surtout, juste un petit mot tendre à Loren, ma bouée de sauvetage qui a su malgré mes tempêtes me préserver au port. Elle a su surtout me faire le plus beau des cadeaux. Merci.

A ma mère

Table des matières

Nomenclature	XV
Introduction	1
I Etat de l'art	9
1 Observations et théories sur l'influence de l'écoulement interne, principal architecte du spray	11
1.1 Introduction	11
1.2 Description d'un injecteur de type "simplex"	12
1.3 Eléments de caractérisation pour un injecteur de type "simplex"	13
1.3.1 Paramètres d'injection	13
1.3.1.1 Le nombre d'écoulement FN	13
1.3.1.2 Le coefficient de débit	13
1.3.1.3 L'angle de cône	14
1.3.1.4 Le coefficient de vitesse	16
1.3.1.5 La distribution de taille de goutte	16
1.3.2 L'homogénéité du spray	18
1.3.3 Paramètres hydrauliques	19
1.3.3.1 Le nombre de Reynolds	19
1.3.3.2 Le nombre d'intensité de swirl S	20
1.4 Description de l'écoulement dans la tête d'un injecteur de type "simplex"	21
1.4.1 Approches théoriques	21
1.4.1.1 La théorie classique du fluide non-visqueux	21
1.4.1.2 Corrections de Chinn-Yule	23
1.4.1.3 Corrections en fluide réel - Prise en compte de la viscosité	24
1.5 Premiers éléments sur la structure réelle de l'écoulement interne	27
1.5.1 Le trou d'air	28
1.5.2 Structure de l'écoulement, champ de vitesse	28
1.6 Préparation du spray	31
1.6.1 Introduction	31
1.6.2 Désintégration de la nappe liquide	32
1.6.2.1 Principe	32
1.6.2.2 Apparition des perturbations : analyse de la stabilité de la nappe	32
1.6.2.3 Estimation de la longueur de désintégration L_R	33
1.6.2.4 Critères pour l'atomisation de la nappe	34
1.6.3 Estimation des distributions de tailles de gouttes	34
1.6.3.1 Le SMD	34

1.6.3.2	La distribution de tailles	35
1.7	Formation du spray combiné dans le cas de l'injecteur à double débit	36
1.8	Conclusion	37
2	Méthodes pour la conception des injecteurs - Corrélations	39
2.1	Introduction	39
2.1.1	Influence de la pression d'injection	39
2.2	La géométrie interne de l'injecteur	40
2.2.1	Le swirler et la chambre de swirl	40
2.2.1.1	La chambre de swirl	40
2.2.1.2	Les swirlers	41
2.2.2	Forme du convergent	42
2.2.3	L'orifice de sortie	43
2.2.4	Synthèse	44
2.3	Les conditions opératoires	45
2.3.1	Les propriétés du liquide	45
2.3.1.1	Influence de la viscosité	45
2.3.1.2	Influence de la densité	46
2.3.1.3	Influence de la tension superficielle	46
2.3.1.4	Remarque pratique : Implication du changement de type de kérosène	46
2.3.2	Conditions ambiantes	46
2.4	Autres éléments d'influence	47
2.4.1	La cavitation	47
2.4.2	Les aspects thermiques	47
2.4.2.1	Optimisation des circuits de kérosène	48
2.5	Synthèse générale	49
II	Moyens expérimentaux et numériques mis en œuvre	57
3	Mise en place de l'étude expérimentale - Techniques de mesure	59
3.1	Introduction	59
3.2	Les bancs expérimentaux	60
3.2.1	Critères de similitude	60
3.2.2	Le circuit primaire	60
3.2.2.1	Description des maquettes	60
3.2.2.2	Dimensionnement	62
3.2.2.3	Le montage expérimental	63
3.2.3	L'injecteur complet	67
3.2.3.1	Dimensionnement	67
3.2.3.2	Le montage expérimental	70
3.3	Techniques de mesure utilisées	71
3.3.1	Visualisation par caméra CCD	71
3.3.1.1	Etude par LIF	72
3.3.2	Visualisation par caméra rapide	73
3.3.3	Méthode de mesure des fluctuations des interfaces par diffusion laser	74
3.3.4	L'anémométrie Doppler Laser	74
3.3.4.1	Brefs rappels sur la technique LDA	74

3.3.4.2	Chaînes d'acquisition employées	76
3.3.4.3	Choix du traceur	77
3.3.4.4	Difficultés des mesures	78
3.3.4.5	Mise en place des mesures : cas du circuit primaire	79
3.3.4.6	Mise en place des mesures : cas du circuit secondaire	80
3.3.4.7	Post-traitement des données LDA - Circuit primaire	80
3.3.5	Mesures par PIV	82
3.3.5.1	Brefs rappels sur la technique PIV	82
3.3.5.2	Chaîne d'acquisition employée	83
3.3.5.3	Mise en place et difficultés des mesures	83
4	Mise en place de l'étude numérique	85
4.1	Introduction	85
4.2	La modélisation du trou d'air interne	86
4.2.1	Approche monophasique de Yule et Chinn	86
4.2.2	Approche diphasique : Méthodes numériques pour le suivi d'interfaces	87
4.2.2.1	Remarque sur les méthodes lagrangiennes	88
4.2.2.2	Méthodes de suivi de front	88
4.2.2.3	Méthode de suivi en volume	89
4.3	Les logiciels Fluent 5 et 6	93
4.3.1	Introduction	93
4.3.2	Présentation	93
4.4	Mise en place de l'étude numérique pour les deux circuits	94
4.4.1	Introduction	94
4.4.2	L'approche 2D axisymétrique	94
4.4.2.1	Le circuit primaire	94
4.4.2.2	Le circuit secondaire	95
4.4.2.3	Mise en place des calculs	96
4.4.3	L'approche 3D	98
4.4.3.1	Le circuit primaire	98
4.4.3.2	Le circuit secondaire	98
4.4.4	Temps de calcul et difficultés rencontrées	99
III	Analyse des résultats	101
5	Analyse de l'écoulement interne	103
5.1	Introduction	103
5.2	Structure de l'écoulement interne dans l'embout primaire	103
5.2.1	Influence de la géométrie sur la structure de l'écoulement	114
5.3	Oscillations du trou d'air	117
5.3.1	Mise en évidence du caractère instationnaire du trou d'air	117
5.3.2	Influence de la géométrie	120
5.3.3	Propagation des oscillations du trou d'air sur la nappe liquide	124
5.4	Modélisation numérique de l'écoulement	127
5.4.1	Modélisation bidimensionnelle	127
5.4.1.1	Approche laminaire	127
5.4.1.2	Approche turbulente	127
5.4.2	Modélisation tridimensionnelle	130

5.5	Structure de l'écoulement interne dans l'embout secondaire	133
5.5.1	Description de l'écoulement interne	133
5.5.2	Modélisation numérique de l'écoulement	135
5.6	Synthèse	140
5.6.1	Structure de l'écoulement interne du circuit primaire	140
5.6.2	Structure de l'écoulement interne du circuit secondaire	140
5.6.3	Modélisation numérique	140
6	Application pour le dimensionnement d'un injecteur	143
6.1	Introduction	143
6.2	Pertes de charge de l'écoulement pour le circuit primaire	143
6.2.1	Le nombre d'écoulement	143
6.2.1.1	Introduction	143
6.2.1.2	Analyse des données expérimentales	144
6.2.1.3	Nouvelle corrélation	146
6.2.1.4	Validation de la nouvelle corrélation	147
6.2.2	Le coefficient de débit	148
6.2.2.1	Mesures	148
6.2.2.2	Nouvelles corrélations	150
6.2.2.3	Validation	150
6.3	L'angle de cône pour le circuit primaire	151
6.3.1	Les mesures	151
6.3.2	Discussion : rôle de la forme finale de l'injecteur sur le contrôle de l'expansion du spray	151
6.3.3	Nouvelles corrélations	153
6.3.4	Application	155
6.4	L'épaisseur de nappe en sortie d'injecteur primaire	155
6.4.1	Des mesures difficiles	155
6.4.2	Discussion sur les quelques résultats obtenus	156
6.4.3	Perspectives	157
6.5	Le coefficient de vitesse pour le circuit primaire	158
6.6	Pertes de charge de l'écoulement pour le circuit secondaire	158
6.7	Conclusion	159
IV	Conclusion	161
	Conclusion générale et perspectives	163
	Annexes	167
A	Plans complémentaires pour les différentes maquettes	167
A.1	Circuit primaire	167
A.2	Circuit complet	170
A.2.1	Circuit primaire	170
A.2.2	Circuit secondaire - Le swirler	171
A.2.3	Circuit secondaire - Les embouts	173

B	Mise en place des mesures LDA	175
B.1	Outils numériques nécessaires au post-traitement des données LDA	175
B.1.1	Simulation de la réfraction des faisceaux laser à travers les deux maquettes	175
C	Modèles de turbulence dans les logiciels Fluent 5 et 6	179
	Bibliographie	189

Table des figures

1	Schéma d'une chambre de combustion	1
2	Schéma des principaux types d'injecteurs tourbillonnaires à pression	3
3	Airblast	4
4	Injecteur à pression intégré à un système vrilles-bol	4
5	Géométrie d'un injecteur double-débit	5
1.1	Description détaillée du simplex	12
1.2	Mise en rotation du liquide	13
1.3	Evolution du C_d avec l'augmentation de la pression d'injection	14
1.4	Développement du spray avec l'augmentation de la pression d'injection	16
1.5	Définitions pour la mesure de l'angle du cône	16
1.6	Nombre de swirl pour les principaux types de swirlers	20
1.7	Représentation de l'écoulement interne	21
1.8	Champ de vitesse et trou d'air pour un fluide non-visqueux	24
1.9	Evolution du coefficient de débit en fonction de Re_w	26
1.10	Evolution de l'épaisseur du film liquide en sortie d'injecteur en fonction du nombre de Reynolds	26
1.11	Influence de la viscosité sur la structure de l'écoulement interne	26
1.12	Apparition du trou d'air	28
1.13	Circulation de l'air dans le noyau	29
1.14	Profil normalisée de la vitesse axiale	29
1.15	Vortex de Rankine	29
1.16	Données PIV sur le champ des vitesses dans la chambre de swirl	30
1.17	Evolution du processus de désintégration avec l'augmentation de la vitesse d'éjection	31
1.18	Film conique swirlé	33
1.19	Désintégration d'un film conique swirlé	33
1.20	Evolution du SMD global pour un injecteur double-débit lors de l'ouverture du circuit secondaire	36
1.21	Influence de la géométrie de l'injecteur sur les caractéristiques d'un spray produit par un injecteur tourbillonnaire	37
2.1	Influence de la longueur des fentes d'entrée	42
2.2	Mise en rotation du liquide : influence de la position de la fente sur le champ de vitesse initial	42
2.3	Influence du rapport l_0/d_0 sur l'angle de la nappe	44
2.4	Evolution de la viscosité pour différents kérosènes	46
2.5	Synthèse sur l'influence des propriétés du fluide injecté	49
2.6	Synthèse sur l'influence des conditions opératoires	49

3.1	Plan global de la maquette	61
3.2	Maquette complémentaire du circuit primaire	62
3.3	Partie additionnelle de l'embout $n^{\circ}5$	62
3.4	Photographie des swirlers	63
3.5	Photographie de deux embouts	65
3.6	Instrumentation de la maquette primaire	65
3.7	Débitmètre	65
3.8	Photographie générale du banc expérimental primaire	66
3.9	Maquette intégrée dans le montage expérimental primaire	66
3.10	Banc expérimental primaire	66
3.11	Plan général de la maquette de l'injecteur complet	68
3.12	Embout secondaire $n^{\circ}2$	69
3.13	Swirler secondaire	69
3.14	Le bloc primaire	69
3.15	Banc expérimental secondaire	70
3.16	Application de la méthode LIF	73
3.17	Traitement statistique des images acquises par caméra rapide	74
3.18	Etude spectrale par diffusion laser	75
3.19	Principe de la technique LDA	76
3.20	LDA : chaîne d'acquisition TSI utilisée lors de la présente étude	77
3.21	Effet de courbure des parois sur le faisceau laser : utilisation d'une piscine pour réduire les déviations du faisceau	79
3.22	Exploration LDA des circuits primaire et secondaire	81
3.23	Mesures par PIV	82
3.24	Banc de mesure PIV utilisé	83
3.25	Zones investiguées par PIV	84
4.1	Cas monophasique en 3 dimensions	86
4.2	Simulation numérique de Yule et al.	87
4.3	Modélisations avec la méthode ALE	88
4.4	Méthodes de suivi de front	89
4.5	Les méthodes de suivi en volume	89
4.6	Méthodes de reconstruction d'interface pour la méthode VOF	91
4.7	Domaine de calcul pour le circuit primaire en 2D	94
4.8	Domaine de calcul pour le circuit secondaire en 2D	95
4.9	Maillage structuré 3D pour le circuit primaire	98
4.10	Maillage non-structuré 3D pour le circuit secondaire	99
5.1	Le trou d'air	103
5.2	Suivi de la trace d'un jet d'entrée par imagerie LIF	104
5.3	Emergence de structures tourbillonnaires près de l'écoulement de paroi	105
5.4	Emergence de structures tourbillonnaires près de l'écoulement de paroi - Zoom	105
5.5	Structure de l'écoulement dans la chambre de swirl	105
5.6	Écoulement dans la première moitié de la chambre de swirl	105
5.7	Écoulement dans la première moitié de la chambre de swirl - Apparition des deux écoulements principaux	106
5.8	Couche limite d'Eckman	107
5.9	Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente axiale dans la chambre de swirl	108

5.10	Profils de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente tangentielle dans la chambre de swirl	109
5.11	Champ de la vitesse tangentielle dans la chambre de swirl	109
5.12	Champ de vitesse instantanée par PIV	110
5.13	Champ moyen de vitesse axiale par PIV	111
5.14	Comparaison LDA-PIV	111
5.15	Profils des vitesses radiale et tangentielle aux abords de la paroi supérieure de la chambre de swirl	111
5.16	Influence du débit sur le profil des vitesses	112
5.17	Coupe longitudinale de l'écoulement interne	113
5.18	Écoulement dans le convergent et l'orifice de sortie	113
5.19	Profils de vitesse axiale et tangentielle en sortie d'injecteur	113
5.20	Écoulement dans le convergent mesuré par PIV	114
5.21	Profils de vitesse axiale et tangentielle pour différents injecteurs	115
5.22	Profils de vitesse axiale et tangentielle pour différents swirlers	116
5.23	Corrélation pour la vitesse tangentielle normalisée	117
5.24	Le trou d'air	117
5.25	Spectre de fréquence	118
5.26	Evolution du spectre de fréquence avec une augmentation du débit	119
5.27	Analyse fréquentielle à partir des données LDA	119
5.28	Instabilités en lisière de la couronne turbulente	119
5.29	Comparaison entre P_1 et les fréquences d'apparition des structures turbulentes dans la zone de mélange des jets d'entrée	120
5.30	Ondes hélicoïdales interfaciales	120
5.31	Fréquence P_2 et onde hélicoïdale - Cas swirler n°1 injecteur n°1	120
5.32	Comparaison Strouhal St_1 -Reynolds pour différentes configurations	121
5.33	Nombres de Strouhal St_1 moyens	121
5.34	Nombres de Strouhal St_1 expériences - calculs	122
5.35	Comparaison Strouhal St_2 -Reynolds pour différentes configurations	123
5.36	Nombres de Strouhal St_2 moyens	123
5.37	Nombres de Strouhal St_2 expériences - calculs	123
5.38	Evolution du spectre le long du trou d'air	124
5.39	Ouverture et destabilisation de la nappe liquide	125
5.40	Analyse fréquentielle de l'écoulement et de la nappe liquide pour le circuit primaire	125
5.41	Analyse de la désintégration de la nappe swirlée	125
5.42	Désintégration de la nappe swirlée	126
5.43	Simulation numérique 2D - Écoulement diphasique	127
5.44	Le champ diphasique au niveau de l'orifice de sortie - Cas swirler n°1 injecteur n°2	127
5.45	Simulation numérique 2D instationnaire - Champ de vitesse axiale	128
5.46	Simulation numérique 2D instationnaire - Profil de vitesse tangentielle	128
5.47	Simulation numérique 2D - swirler n°4 - injecteur n°1	128
5.48	Simulation numérique 2D - Comparaison avec les résultats expérimentaux	129
5.49	Simulation numérique 2D - Comparaison avec les résultats expérimentaux	129
5.50	Simulation numérique 2D et image CCD	130
5.51	Champ de vitesses pour la simulation 3D "swirler n°2 injecteur n°3"	131
5.52	Simulation tridimensionnelle - Le trou d'air	131

5.53	Champ de vitesses dans un plan radial	131
5.54	Champ de vitesse tangentielle pour la configuration "swirler n°4 injecteur n°1"	132
5.55	Simulation 3D - Comparaison Fluent-LDA	132
5.56	Comparaison des profils de vitesse au niveau de l'orifice de sortie	132
5.57	Aspects instationnaires : Oscillations hélicoïdales du trou d'air	132
5.58	Le trou d'air secondaire	133
5.59	Structure de l'écoulement secondaire visualisée par méthode LIF	134
5.60	Mesures LDA pour le circuit secondaire	134
5.61	Mesures LDA pour le circuit secondaire : composantes axiale et tangentielle de la vitesse	136
5.62	Mesures LDA pour le circuit secondaire : influence de la vitesse débitante	137
5.63	Mesures LDA pour le circuit secondaire : influence de la géométrie de l'embout	137
5.64	Fluctuations du trou d'air	137
5.65	Simulation numérique : Le trou d'air et le film liquide	138
5.66	Convergence de la pression	138
5.67	Simulation numérique : Vitesse axiale pour le circuit secondaire	138
5.68	Simulation numérique : Pression statique pour le circuit secondaire	138
5.69	Simulation numérique : comparaison avec les données LDA	139
5.70	Comparaison Fluent-image CCD pour le circuit secondaire	139
6.1	Diagramme expérimental débit-pression	144
6.2	Courbe débit-pression pour différents swirlers	145
6.3	Courbe débit-pression pour différents injecteurs	145
6.4	Influence de K et du rapport D_s/d_0 sur le nombre d'écoulement FN	146
6.5	Corrélations sur le nombre d'écoulement FN confrontées aux données expérimentales	147
6.6	Comparaison entre les corrélations du nombre d'écoulement FN et les données pour des injecteurs réels Hispano Suiza	147
6.7	Coefficient de débit C_d pour différents swirlers	148
6.8	Coefficient de débit C_d pour différents injecteurs	148
6.9	Coefficient de débit C_d : comparaison entre les données expérimentales et les principales corrélations	149
6.10	Corrélations sur le nombre d'écoulement FN confrontées aux données expérimentales	150
6.11	Comparaison entre les corrélations du nombre d'écoulement C_d et les données pour des injecteurs réels Hispano Suiza	151
6.12	Ouverture du spray en fonction du débit	151
6.13	Mesure de l'angle maximal du cône liquide	152
6.14	Influence de la géométrie sur l'angle de cône maximal	152
6.15	Influence de la géométrie sur l'angle de cône maximal	153
6.16	Angle de cône : comparaison expérience - corrélations	154
6.17	Comparaison entre les corrélations du nombre d'écoulement C_d et les données pour des injecteurs réels Hispano Suiza	155
6.18	Epaisseur du film liquide en sortie	156
6.19	Epaisseur t : comparaison expérience - corrélations	156
6.20	Epaisseur t : comparaison expérience - corrélations	157
6.21	Circuit secondaire : corrélations sur le nombre d'écoulement FN	158
6.22	Circuit secondaire : corrélation sur le coefficient de débit	159

A.1	Plan de l'embout n°1	167
A.2	Plans des embouts n°2 et n°4	168
A.3	Plans des swirlers n°1 et n°2	169
A.4	Plans de l'injecteur primaire	170
A.5	Construction du swirler secondaire	171
A.6	Swirler secondaire	172
A.7	Plans des embouts secondaires	173

Liste des tableaux

1.1	Définitions pour le nombre de Reynolds	19
2.1	Synthèse sur l'influence de la géométrie	50
2.2	Synthèse des corrélations pour le SMD	51
2.3	Synthèse des corrélations pour le coefficient de débit	52
2.4	Synthèse des corrélations pour l'angle du cône	53
2.5	Synthèse des corrélations pour l'épaisseur du film en sortie d'injecteur	54
2.6	Synthèse des corrélations pour le coefficient de vitesse	55
2.7	Synthèse des corrélations pour le nombre d'écoulement	56
3.1	Swirlers	63
3.2	Embouts	63
3.3	Choix et ordre de grandeurs des paramètres étudiés par rapport au cas réel et aux références bibliographiques	64
3.4	Paramètres de similitude	67
3.5	Embouts secondaires	69
3.6	Dimensions des injecteurs primaires	69
5.1	Simulation numérique : comparaison sur les caractéristiques de la nappe liquide en sortie d'injecteur	130
5.2	Nombres de Strouhal pour le circuit secondaire	137
6.1	Circuit secondaire : données expérimentales pour FN et C_d	159

Nomenclature

Lettres latines

L_s	Longueur de la chambre de swirl	(m)
D_s (R_s)	Diamètre (rayon) de la chambre de swirl	(m)
A_s	Aire de la section droite de la chambre de swirl	(m^2)
l_0	Longueur de l'orifice de sortie	(m)
d_0 (r_0)	Diamètre (rayon) de l'orifice de sortie	(m)
A_0	Aire de la section droite de l'orifice de sortie	(m^2)
d_p (r_p)	Diamètre (rayon) de la fente d'entrée de section cylindrique	(m)
A, l	Profondeur maximale et largeur d'une fente pour un swirler hélicoïdal	(m)
d_1, d_2	largeur, profondeur de la fente d'entrée de section rectangulaire	(m)
N	Nombre de fentes d'entrée	
l_p	Longueur de la fente d'entrée	(m)
A_p	Aire de la section droite pour une fente d'entrée	(m^2)
R	Diamètre de swirl $R = D_s - d_p - 2\xi$	(m)
t	Epaisseur du film liquide en sortie d'injecteur	(m)
A_a	Aire du trou d'air dans le plan de sortie de l'orifice	(m^2)
ΔP	Pression d'injection	(Pa)
P_a	Pression atmosphérique standard	($1,013 \cdot 10^5 Pa$)
Q	Débit volumique	($m^3 s^{-1}$)
\dot{m}	Débit massique	($kg s^{-1}$)
FN	Nombre d'écoulement de Lefebvre	(m^2)
U_{theo}	Vitesse d'éjection théorique du film $U_{theo} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}}$	(ms^{-1})
u	Composante axiale de la vitesse	(ms^{-1})
v	Composante radiale de la vitesse	(ms^{-1})
w	Composante tangentielle de la vitesse	(ms^{-1})
\bar{U}	Vitesse moyenne du film liquide en sortie d'injecteur	(ms^{-1})
W_i	Vitesse débitante en entrée $W_i = \frac{Q}{NA_p}$	(ms^{-1})
ΔU	Vitesse relative liquide-gaz	(ms^{-1})
SMD	Diamètre moyenne de Sauter	(m)
L_R	Longueur de désintégration	(m)
d_L	Diamètre des ligaments formés lors de la désintégration	(m)

Nombres sans dimensions

Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho_l U D}{\mu}$
We	Nombre de Weber	$We = \frac{\rho_l U^2 D}{\sigma}$
Oh	Nombre d'Ohnesorge	$Oh = \frac{We^{0.5}}{Re}$
C_d	Coefficient de débit	$C_d = \frac{FN}{\sqrt{2}A_0}$
K_v	Coefficient de vitesse	
S	Nombre de swirl	$S = \frac{\pi}{4K}$
K	Paramètre géométrique	$K = \frac{NA_p}{Rd_0}$
X	Rapport des diamètres	$X = \frac{A_n}{A_0}$
\hat{n}	Rapport des diamètres	$\hat{n} = \frac{d_0}{D_s}$
q	Distribution de Rosin et Rammler	
λ_μ	Coefficient de frottement	

Lettres grecques

ρ	Masse volumique	$(kg \cdot m^{-3})$
μ	Viscosité dynamique	$(kg \cdot (ms)^{-1})$
ν	Viscosité cinématique	$(m^2 s^{-1})$
ξ	Ecartement des fentes par rapport à la position tangente	(m)
σ	Tension de surface	$(kg \cdot s^{-2})$
2θ	Angle d'ouverture du cône liquide	$(^\circ)$
2α	Angle d'ouverture du convergent	$(^\circ)$
2β	Angle d'ouverture du divergent	$(^\circ)$
χ	Inclinaison de la fente d'entrée par rapport à l'axe du swirler	$(^\circ)$
ψ	Angle de l'hélice $\psi = 90^\circ - \chi$	$(^\circ)$
τ	Contrainte visqueuse	$(kg \cdot m^{-1} s^{-2})$
λ	Longueur d'onde	(m)

Indices

l	Liquide
g	Gaz
des	Relatif à la désintégration
$napp$	Relatif à la nappe liquide
max	Maximum
$crit$	Critique
$reel$	Réel
$theo$	Théorique
0_a	Par rapport à l'orifice de sortie et au niveau du trou d'air
ac	Au niveau du trou d'air
p	Au niveau de la paroi

Introduction

Cette étude s'inscrit dans le cadre d'un programme mené par Hispano Suiza - Centre de Réau, en collaboration avec l'ONERA - Centre de Toulouse, qui vise à optimiser le développement des systèmes d'injection de carburant de type tourbillonnaire double-débit à pression pour les moteurs aéronautiques.

Avec les nouveaux enjeux en matière de limitation de la pollution et de gain de puissance des moteurs modernes, il est aujourd'hui nécessaire de maîtriser de façon optimale la combustion du carburant. L'architecture de la chambre de combustion a particulièrement évolué et les nouvelles performances recherchées imposent un cahier des charges strict pour les injecteurs. Comme les carburants sont utilisés sous forme liquide pour des problèmes de stockage mais aussi pour leur importante énergie spécifique, il est nécessaire de les transformer en vapeur pour améliorer le mélange et la stœchiométrie de la combustion. Pour ce faire, il faut favoriser au maximum le phénomène d'évaporation en pulvérisant le liquide en un nuage de gouttelettes. Plus ces gouttelettes sont petites, plus le nuage est homogène et remplit convenablement tout l'espace disponible, meilleure est la combustion. Ainsi, la qualité de l'ensemble des caractéristiques du spray produit par un injecteur conditionne l'efficacité de la combustion.

Les différentes méthodes d'injection du kérosène

Les tout premiers injecteurs développés sont des systèmes purement mécaniques dans lesquels le carburant est injecté sous haute pression à travers de petits orifices. Ces systèmes fonctionnent globalement sur le principe d'une conversion de la pression appliquée au liquide en énergie cinétique afin d'obtenir une importante vitesse relative de ce liquide par rapport au gaz ambiant en sortie. Un trou circulaire de faible diamètre par lequel passe un fuel sous

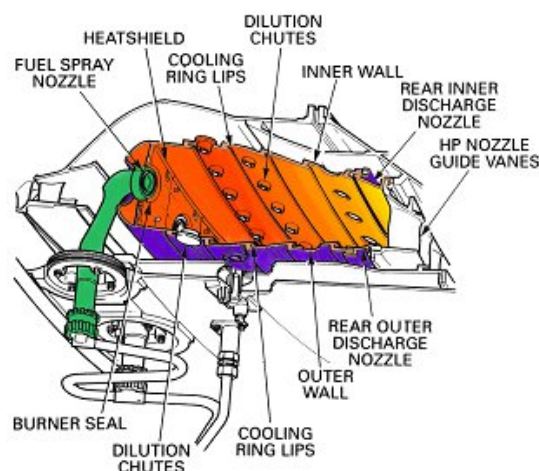


FIG. 1 – Schéma d'une chambre de combustion

pression constitue l'injecteur le plus simple. Le spray produit par ce type d'atomiseur a la forme d'un cône plein faiblement ouvert. Ceci apparaît comme un désavantage dans beaucoup d'applications pratiques, en particulier pour les chambres de combustion aéronautiques ou pour les turbines à gaz où un spray plein induit de fortes concentrations de suies dans les gaz d'échappement. Dans de telles conditions, les motoristes leur préfèrent des injecteurs tourbillonnaires afin d'obtenir un cône creux, assez large, où la plupart du fuel est concentrée à la périphérie afin d'améliorer l'exposition des gouttes de liquide aux effets de l'aérodynamique de la chambre de combustion et ainsi d'optimiser l'atomisation secondaire et le mélange air-fuel.

Le principe d'un injecteur tourbillonnaire est simple : le liquide sous pression est mis en rotation (beaucoup préfèrent parler de liquide "swirl"¹) dans la tête de l'injecteur afin que, sous l'action de la force centrifuge, il sorte de l'embout sous la forme d'un fin film conique qui va s'atomiser sous l'effet d'instabilités aérodynamiques. Différents types d'injecteurs à swirl avec un ou deux circuits d'admission de fuel sont utilisés dans l'industrie aéronautique et dans les turbines à gaz.

Le premier injecteur à swirl est apparu sous le nom de "simplex". Il est constitué d'une chambre de swirl alimentée par une ou plusieurs fentes ou orifices d'entrée (voir schéma 2a). Depuis sa première apparition au début du vingtième siècle², il a été très souvent décliné en différentes géométries mais sa simplicité et son efficacité lui ont permis de s'imposer dans les toutes premières chambres de combustion. Il a équipé notamment le célèbre moteur allemand Jumo 004, premier moteur à réaction fabriqué en série³.

Avec le développement de moteurs plus puissants, les limitations en débit du "simplex", dues à la petitesse de ses orifices, ont fortement compromis son utilisation. De nouveaux concepts ont alors vu le jour autorisant l'injection de plus grandes quantités de fuel pour des pressions d'injections acceptables. L'utilisation d'une alimentation à deux entrées s'est ainsi généralisée. Ces nouveaux types d'injecteurs à swirl sont constitués de deux circuits indépendants ou non qui permettent d'augmenter les débits tout en préservant la qualité de l'atomisation. La gestion de ces deux circuits passe par une adaptation de la géométrie de l'injecteur à pression. Dans le cas du "duplex" , les fuels primaires et secondaires pénètrent dans une même et unique chambre de swirl par un système de mise en rotation propre à chaque canal (voir figure 2b). En fonctionnement, lorsque le moteur est à bas régime, seul le circuit primaire est alimenté : une soupape pressurisée bloque le circuit secondaire. Avec une augmentation de la pression, cette soupape s'ouvre pour une valeur critique pré-déterminée, et le carburant alimente alors les deux circuits. Malheureusement, l'augmentation du débit est marquée aussi par une contraction de l'angle de cône. Cet important désavantage a fortement compromis l'utilisation généralisée de ce système. Afin de corriger ce problème, les deux circuits sont alors complètement séparés : chaque circuit alimente une chambre de swirl spécifique. A haut régime, un tel injecteur produit alors deux sprays séparés et concentriques : le contrôle de la qualité du spray global dépend de chacun des deux circuits. Cette nouvelle configuration est appelé injecteur "double-débit"⁴ (voir figure 2c) et est l'objet de cette étude.

Au début de la deuxième moitié du vingtième siècle, cet injecteur est incontournable dans les domaines des turbines à gaz et de l'aéronautique, mais sa réputation d'injecteur "pollueur" à haute pression impose une remise en cause de son emploi seul. Devant les exigences accrues des motoristes en terme de limitation de la pollution, de gain de puissance, de limitation de la

¹Le mot anglais "swirl" , ainsi que les termes associés tels que "swirler" et "swirlé", sont très spécifiques. N'ayant pas d'équivalent suffisamment correct en français, ils seront utilisés régulièrement par la suite.

²L'un des tout premiers exemplaires de "simplex" est l'œuvre de Korting et date de 1902

³pendant la Seconde Guerre Mondiale.

⁴Les anglo-saxons le nomment aussi injecteur "duple".

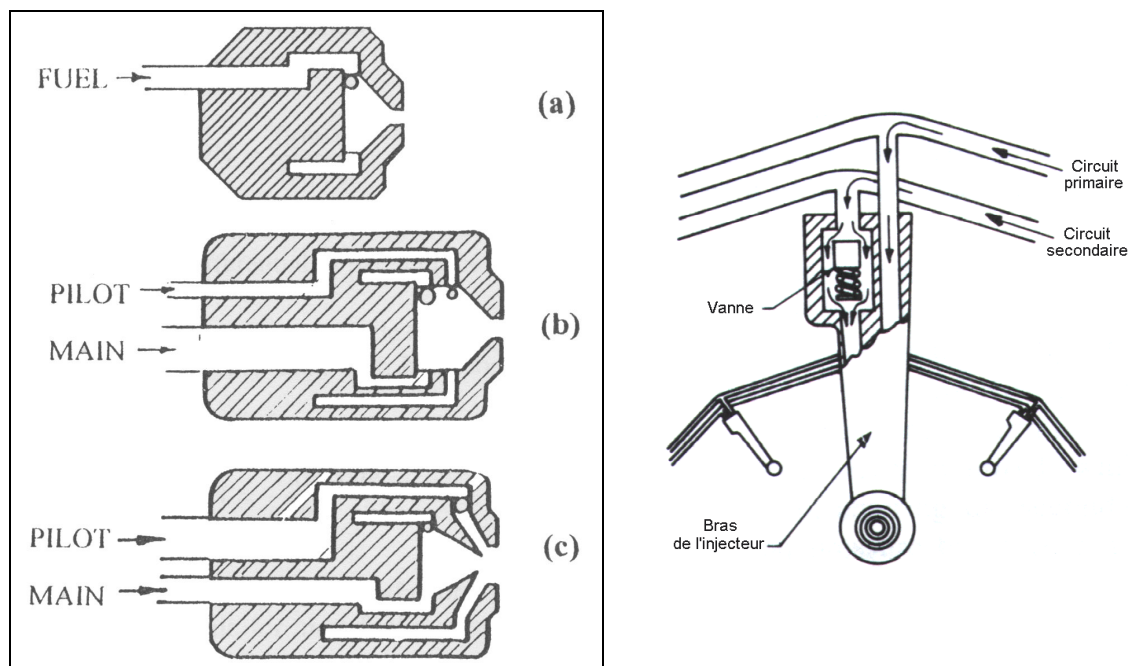


FIG. 2 – A gauche : Schéma des principaux types d'injecteurs tourbillonnaires à pression - Les swirlers des circuits primaires (ou "main") et secondaires ("pilot") sont localisés par des cercles - A droite : Principe de l'alimentation d'un injecteur double-débit - Références : Prof. A. Lefebvre [79]

consommation de carburant et de stabilité des moteurs, la maîtrise de la combustion devient alors indispensable à tous les niveaux. Les systèmes d'injection évoluent vers le principe de la pulvérisation assistée par air : l'atomisation résulte de l'interaction du liquide avec un écoulement aérodynamique violent favorisant l'atomisation secondaire et la dispersion homogène du brouillard. Outre l'apparition de systèmes spécifiquement développés appelés "airblast" à "prefilming" (figure 3), beaucoup de systèmes actuels intègrent un injecteur à pression dans un système de vrilles et de bols, directement alimenté par le compresseur. La configuration présentée sur la figure 4 en est un exemple.

Propos de cette étude

Actuellement, les motoristes souhaitent optimiser l'ensemble de ces systèmes d'injection et en premier lieu l'injecteur lui-même. Ainsi, malgré une utilisation intensive des injecteurs "double-débit", notre connaissance des processus qui conduisent à un brouillard reste incomplète. Toutes les études menées sur ce sujet depuis cinquante ans estiment que la qualité du spray produit par ce type d'injecteur est largement influencée par la géométrie et la structure de l'écoulement swirlé qui s'établit au sein de l'embout. Or, très peu d'éléments nous permettent de définir et de comprendre les différents phénomènes qui agissent sur la constitution et sur la pulvérisation de la nappe liquide. Jusqu'à maintenant, les méthodes d'investigations employées se résument au test de plusieurs dizaines d'embouts prototypes afin de définir les éléments géométriques les plus influents. Outre la complexité de l'hydrodynamique de l'écoulement, la petitesse des systèmes étudiés ne facilite pas de telles investigations. Hormis quelques approches théoriques fondamentales, peu de choses renseignaient sur l'impact de la structure de l'écoulement interne. Avec le développement de moyens expérimentaux et numériques de plus en plus performants il est possible maintenant d'étudier ces phénomènes avec l'aide de maquettes à grande échelle et de modèles numériques précis.

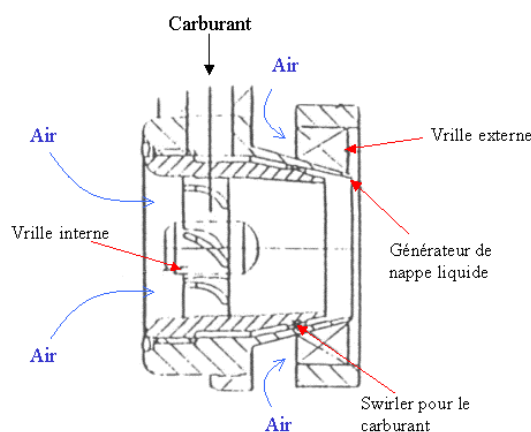


FIG. 3 – Injecteur assisté par air type air-blast à prefilming - Sources : Parker Hannifin

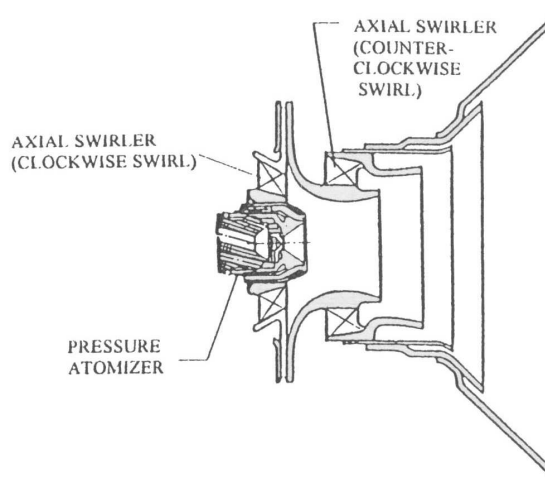


FIG. 4 – Injecteur à pression intégré à un système vrilles-bol - Ce type de configurations se retrouve dans différents turboréacteurs modernes tels que les moteurs CFM-56 produits par SNECMA et GE

Organisation de l'étude Le point de départ de notre étude est l'injecteur double-débit défini par Hispano Suiza. Cet injecteur est constitué schématiquement de deux simplex montés concentriquement l'un dans l'autre et alimentés par deux circuits indépendants (voir figure 5). L'embout interne est désigné comme l'embout primaire et est alimenté par le circuit primaire. Il correspond aux faibles débits et favorise une atomisation très fine (la petite géométrie du primaire implique une pression d'injection élevée). L'embout externe est appelé embout secondaire et permet le passage de plus grands débits. Chaque circuit se comporte de façon indépendante comme un injecteur simplex. Cependant, la juxtaposition du secondaire par rapport au primaire doit être telle que le spray produit par l'embout primaire n'interfère pas avec le spray secondaire, sous peine d'une modification incontrôlable de la structure du spray entraînant une augmentation catastrophique de la granulométrie.

Un tel injecteur doit respecter un cahier des charges très sévère :

Le cahier des charges pour le motoriste Dans le cahier des charges du motoriste, les pertes de charge, la forme du spray, l'homogénéité des gouttes dans ce spray ainsi que la qualité de l'atomisation sont mises en avant et dirigent le dimensionnement hydraulique de l'injecteur. Or, pour gérer tous ces paramètres, il faut connaître les facteurs influençant les caractéristiques du spray mais aussi savoir les maîtriser.

L'injecteur idéal devrait posséder toutes ou partie des caractéristiques suivantes :

- Pour un simplex ou un double-débit :
 1. Converger rapidement vers le bon débit lors de tout changement de régime.
 2. Capacité à produire une bonne atomisation dans une grande gamme de débits.
 3. Distribution uniforme des gouttelettes de fuel radialement et circonférentiellement - Spray conique suffisamment large.
- Pour un double-débit :
 4. Maîtriser les effets induits par la présence des deux cônes :
 - Effet du sens de rotation
 - Eviter le contact entre les deux cônes pleinement établis tout en minimisant les difficultés d'atomisation du secondaire lors de sa mise en pression.

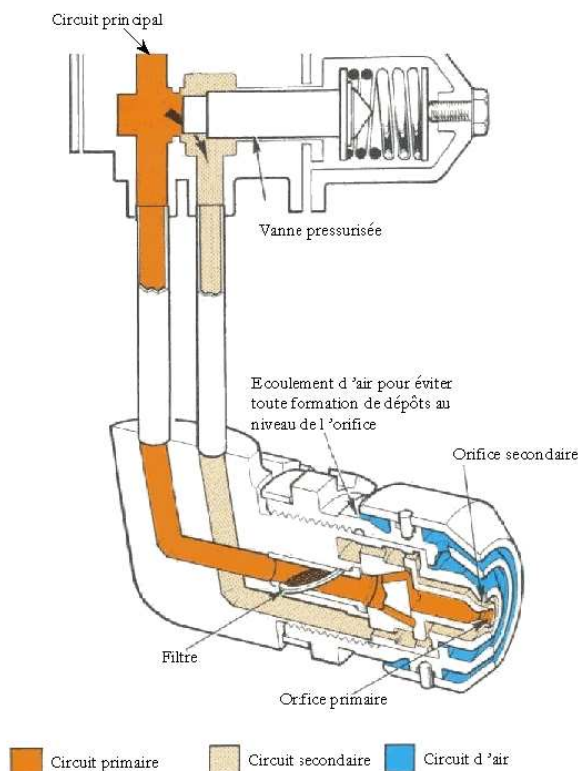


FIG. 5 – Géométrie d'un injecteur double-débit pour l'aéronautique - Références : [81]

– Influence de la dépression centrale du spray secondaire sur le spray primaire

Etant donné la complexité d'un injecteur tourbillonnaire, il est évident qu'il sera difficile de contrôler toutes les caractéristiques du spray simultanément. Ainsi, nous sommes obligés d'établir une priorité sur les paramètres les plus importants. Il est alors envisagé de quantifier les effets de la géométrie de l'embout, du fuel et de l'environnement proche de l'injecteur :

- Effets de chaque paramètre géométrique :
 1. Fentes d'admission de la chambre de swirl (nombre, taille, positionnement,...)
 2. Chambre de swirl (forme, diamètre, longueur,...)
 3. Orifice de sortie (diamètre, longueur, forme de la sortie,...)
 4. Etat de surface : critères sur la rugosité (Influence sur la couche limite en sortie d'injecteur).
- Effets du régime de l'écoulement interne
 5. Laminaire (peu de perturbations géométriques, surfaces lisses,...)
 6. Turbulent (brusques changements de la direction et de la vitesse de l'écoulement, surfaces rugueuses, imperfections géométriques, vibrations mécaniques,...)
- Fuel
 7. Effets du changement de carburant : modification des propriétés physiques du fluide, en particulier pour la viscosité et la tension superficielle.
- Conditions dans la chambre de combustion
 8. Effets de la température (contraintes sur le circuit d'admission de carburant et sur l'injecteur).
 9. Effets de la pression et de l'aérodynamique dans la chambre

- Eléments rédhibitoires
 10. Formation de particules de coke susceptibles de boucher l'orifice de sortie.
 11. Apparition de sillage et de recirculation autour du cône en sortie d'injecteur.
 12. Vibrations mécaniques globales (moteur) ou instabilités acoustiques dans la chambre de combustion.
 13. Apparition de cavitation (localisation, atténuation).
- Contraintes de fabrication :
 14. Faisabilité.
 15. Faible encombrement : gain de place suivant les formes des swirls.
 16. Limites dans la précision et dans l'état de surface.
 17. Coût raisonnable, maintenance facilitée.
 18. Faible puissance engagée.
 19. Fiabilité et risques minimum de s'endommager durant l'installation.

Organisation du mémoire

Dans le cas de l'injecteur double-débit, sujet de notre étude, nous devons prendre en compte deux circuits indépendants d'échelle et de débit différents mais qui doivent travailler simultanément. La principale difficulté sera donc de maîtriser correctement, dans un premier temps, chaque circuit et chaque spray produit. Ensuite, l'association des deux embouts doit faire l'objet d'une étude à part entière en vue de contrôler leur interaction. Ainsi, l'étude actuelle doit être organisée en trois temps :

1. Etude du circuit primaire seul comme un simplex à swirler plat pour petit débit.
2. Etude du circuit secondaire seul comme un simplex à swirler hélicoïdal pour grand débit.
3. Etude de la coexistence des deux circuits :
 - ★ Etude paramétrique de la juxtaposition des deux embouts dans le but de :
 - Eviter le contact entre les deux films liquides pour la plupart des régimes.
 - Maîtriser l'atomisation lors de la mise en pression du circuit secondaire.
 - ★ Etude de l'influence du sens de rotation de chaque circuit sur le comportement global.
 - ★ Etude de l'influence de la dépression centrale du jet secondaire sur le spray primaire.

En s'appuyant sur la géométrie imposée et sur les principaux résultats bibliographiques acquis depuis un demi-siècle, nous avons mis en place une expérience qui vise à analyser la structure de l'écoulement interne de chaque circuit et son impact sur les performances du spray produit. De façon plus précise, nous voulons mieux comprendre l'influence de la géométrie de l'injecteur sur ce dernier. Pour ce faire plusieurs maquettes basées sur la géométrie des deux circuits qui composent l'injecteur "Hispano Suiza" ont été définies et exploitées au cours d'une campagne d'essais expérimentaux mise en place au département de Modélisation aérodynamique et énergétique⁵ du centre ONERA de Toulouse. Celle-ci nous permet de :

- Visualiser et analyser la structure de l'écoulement interne et son impact sur la formation du film liquide conique à l'origine du spray.

⁵dmae/mh

- Obtenir une base de données complète afin de valider une simulation numérique sous Fluent 5 et 6.

A terme, ce modèle numérique doit permettre de réaliser une étude paramétrique détaillée en vue d'établir une ensemble de corrélations entre la géométrie de l'injecteur et les caractéristiques du spray produit. Ces outils seront ensuite intégrés au développement des injecteurs aéronautiques d'Hispano Suiza.

La structure du rapport de thèse est la suivante. Une bibliographie détaillée sur la conception et la réalisation des injecteurs tourbillonnaires tant du point de vue du chercheur que de celui de l'ingénieur est donnée dans les chapitres 1 et 2. Ce dernier chapitre donne au final une synthèse des principaux éléments géométriques et opératoires qui influencent de façon déterminante les performances du spray produit par ce type d'injecteur. La conception des différents bancs expérimentaux est alors décrite dans le chapitre 3. En particulier, une attention toute particulière est faite sur la définition des deux prototypes à grande échelle. La mise en place de l'approche numérique réalisée à partir des logiciels Fluent 5 et 6 est décrite dans le chapitre suivant. Enfin, une dernière partie donne une description poussée de l'hydrodynamique interne pour les deux circuits. Les résultats fournis par les simulations numériques y sont aussi confrontés. Par la suite, l'exploitation des données expérimentales obtenues pour un grand nombre de configurations géométriques différentes nous permet de proposer différentes corrélations validées dans le cadre d'une exploitation industrielle.

Première partie

Etat de l'art

Chapitre 1

Observations et théories sur l'influence de l'écoulement interne, principal architecte du spray

1.1 Introduction

Un injecteur double-débit doit être étudié circuit par circuit. Notre travail doit ainsi se concentrer sur la maîtrise du développement d'un injecteur de type "simplex". Malgré la simplicité géométrique de ce type d'injecteur, toute l'hydrodynamique qui est à la base de la formation du film liquide conique et de sa désintégration en ligaments puis en gouttes est très complexe. De très nombreuses études ont confirmé cet état de fait : une simple modification de la géométrie interne d'un simplex peut être la cause d'un bouleversement profond du spray produit. Il existe ainsi un couplage important entre la géométrie de l'injecteur, les conditions opératoires (fluide employé, conditions externes en pression et température) et le spray. Dans de telles conditions, il est très difficile d'obtenir une corrélation unique satisfaisant toutes les utilisations pour tous les types d'injecteurs tourbillonnaires : malgré les efforts déployés, les corrélations établies sont toujours limitées à des conditions et à des géométries particulières. Cependant, tout le monde s'accorde sur le fait qu'il existe une dépendance totale entre l'écoulement interne et le spray. Ainsi la connaissance du premier est fondamentale pour maîtriser le deuxième. Les premières théories en fluide parfait fournissent déjà une première estimation des phénomènes internes (formation du trou d'air, estimation des champs de vitesse et de pression). Mais l'évolution constante des moyens expérimentaux (relayés dernièrement par les codes numériques) permet maintenant d'obtenir des indications plus précises sur les phénomènes fondamentaux et secondaires de l'hydrodynamique interne d'un injecteur tourbillonnaire, même si de nombreuses interrogations demeurent. Parmi celles-ci les questions concernant le régime hydraulique de l'écoulement interne et l'importance des phénomènes instationnaires font partie des plus discutées.

La mise en forme très structurée de ce chapitre est intentionnelle. Il est ainsi important de réaliser une présentation détaillée des paramètres et des moyens caractérisant un "simplex" et le spray qu'il génère. Puis nous donnons une description des principales connaissances sur l'hydrodynamique de l'écoulement interne dans la tête d'un injecteur tourbillonnaire et sur le processus d'atomisation du spray. Au final ce travail bibliographique nous permet de construire une base de connaissances importante afin de se focaliser par la suite sur les éléments apparaissant les plus influents et les plus problématiques.

1.2 Description d'un injecteur de type "simplex"

L'injecteur "simplex" est constitué d'une chambre dite de "swirl" de diamètre D_s et de longueur totale L_s (voir figure 1.1). Un liquide sous pression y pénètre suivant N fentes (de diamètre hydraulique d_p) placées tangentielle-ment à la chambre (A), lui donnant ainsi une grande vitesse angulaire. Suivant les conditions, le liquide en giration induit la naissance d'un trou d'air tourbillonnaire central (B), phénomène comparable à l'oeil d'un cyclone ou au tourbillon engendré par la force de Coriolis dans une baignoire se vidant. Cette chambre de swirl se contracte alors, plus ou moins abruptement suivant un convergent d'angle 2α , jusqu'à un diamètre d_0 . Le liquide en rotation, accéléré au niveau du rétrécissement (de longueur l_0), émerge alors de l'injecteur sous la forme d'un film liquide conique (l'épaisseur de ce film en sortie d'injecteur est notée t). L'angle du cône ainsi formé dépend alors en grande partie du rapport des composantes tangentielle et axiale de la vitesse de sortie. Tandis que le film liquide va en s'affinant, des instabilités commencent à prendre forme en son sein. L'interaction avec le gaz ambiant le conduit alors à se fragmenter en ligaments puis en une multitude de goutte-lettes qui vont former à terme le spray conique recherché.

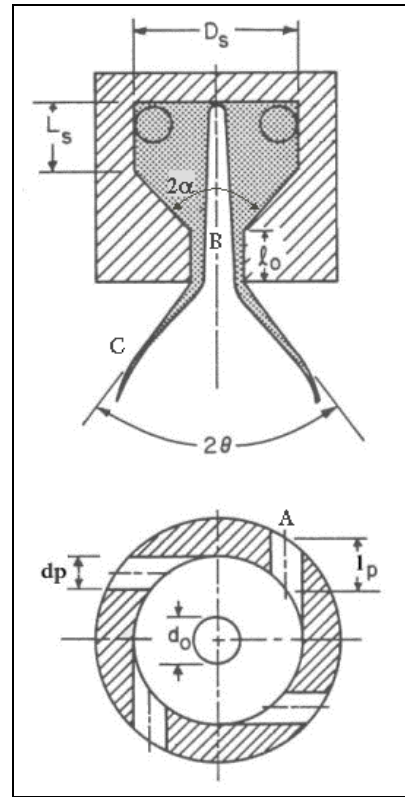
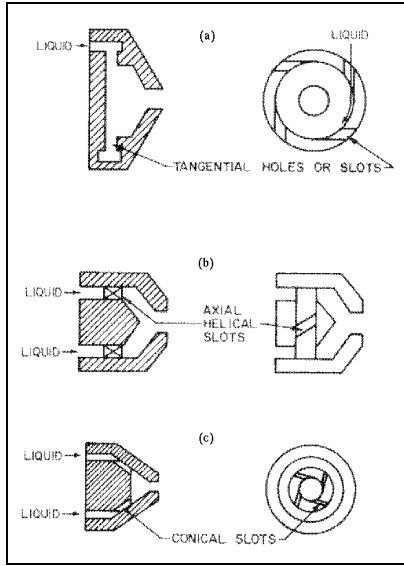


FIG. 1.1 – Description détaillée du simplex

La mise en rotation du liquide En raison des contraintes liées à la taille et à la géométrie de l'embout de l'injecteur, plusieurs configurations ont été développées afin de mettre en mouvement tourbillonnaire le liquide dans la chambre de swirl avec la meilleure efficacité (voir figure 1.2). Dans le cas du swirler plat, les fentes sont soit à section circulaire d'aire $A_p = \frac{\pi d_p^2}{4}$, soit à section rectangulaire d'aire $A_p = d_1 d_2$, où d_1 et d_2 sont respectivement la largeur et la profondeur d'une fente.

Selon la solution retenue, la chambre de swirl peut être plus ou moins grande. Son rôle principal est de canaliser les jets liquides issus de chaque fente et de permettre une homogénéisation globale correcte de l'écoulement.



(a) Chambre de swirl alimentée par plusieurs trous ou fentes tangentiels : swirler dit "plat".

(b) Fentes hélicoïdales creusées sur un cylindre. L'inclinaison des fentes par rapport à l'axe est donnée par l'angle χ . Il est possible d'utiliser un cylindre entièrement taraudé qui joue aussi le rôle de chambre de swirl [81, 103].

(c) Fentes creusées sur un cône [22].

FIG. 1.2 – Les différentes solutions techniques de mise en rotation du liquide

1.3 Eléments de caractérisation pour un injecteur de type "simplex"

1.3.1 Paramètres d'injection

1.3.1.1 Le nombre d'écoulement FN

La pression est le principal moteur de l'injecteur : elle est la génératrice de toute l'énergie cinétique nécessaire à la bonne atomisation du fluide. Classiquement, pour un simplex comme pour tout autre injecteur mécanique [81], le débit est proportionnel à la racine carrée de la pression [10] :

$$Q \propto \sqrt{\Delta P} \quad (1.1)$$

Le coefficient de proportionnalité de l'équation 1.1, noté FN , est le nombre d'écoulement de Lefebvre :

$$Q = \frac{FN}{\sqrt{\rho_l}} \sqrt{\Delta P} \quad (1.2)$$

Classiquement, pour un fluide et un débit donnés, une modification de la géométrie interne de l'injecteur va modifier les pertes de charge. Celles-ci sont générées principalement au niveau des entrées et de la sortie de l'embout [81, 21, 108].

Remarquons que c'est dans cette relation liant le débit à la pression que réside le principal désavantage du simplex : le doublement du débit Q passe par un quadruplement de la pression. Ceci impose évidemment de sérieuses limitations lors de l'utilisation de ce type d'injecteur.

1.3.1.2 Le coefficient de débit

Le coefficient de débit C_d est le rapport du débit réel sur le débit théorique au niveau de l'orifice de sortie de l'injecteur : nous aurons un $C_d = 1$ lorsque toute la pression d'injection sera convertie en vitesse axiale. Or, dans un simplex, en raison de la présence du trou d'air central imposé par une forte vitesse de rotation du liquide, ce coefficient de débit est inévitablement faible. Classiquement, les injecteurs simplex utilisés en aéronautique ont un coefficient de débit compris entre 0.1 et 0.5, selon leur spécificités géométriques et leur condition d'utilisation.

D'après sa définition, le coefficient de débit est donné par le rapport :

$$C_d = \frac{Q_{reel}}{Q_{theo}} \quad (1.3)$$

Or,

$$Q_{theo} = A_0 \cdot U_{theo} = A_0 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \quad (1.4)$$

où A_0 est l'aire de la section de l'orifice de sortie ($A_0 = \pi d_0^2/4$). D'où :

$$Q = C_d A_0 \left(\frac{2\Delta P}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.5)$$

Soit, d'après l'équation 1.2 :

$$C_d = \frac{FN}{\sqrt{2}A_0} \quad (1.6)$$

Lors de la mise en pression de l'injecteur, le coefficient de débit augmente rapidement jusqu'à l'apparition du noyau d'air. Dès la mise en place de ce dernier et avec l'augmentation continue de la pression, le C_d amorce une diminution progressive à mesure que le film liquide accéléré s'affine. Le coefficient de débit tend alors vers une valeur asymptotique. Un régime stable est alors atteint pour lequel le noyau d'air s'est pleinement développé dans l'injecteur. Le coefficient de débit apparaît alors comme indépendant de ΔP (voir figure 1.3). Or, d'après l'équation 1.6, seule une modification de la géométrie interne de l'injecteur ou des propriétés du liquide utilisé le modifiera [46].

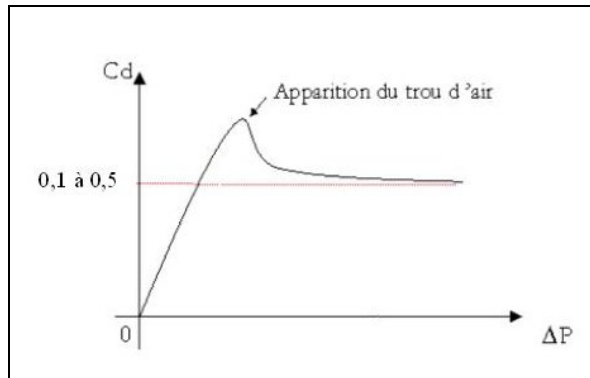


FIG. 1.3 – Evolution théorique du C_d avec l'augmentation de la pression d'injection - Référence [81]

1.3.1.3 L'angle de cône

L'angle du spray produit par un simplex est une raison essentielle à son emploi dans les chambres de combustion d'un turboréacteur ou d'une turbine à gaz, parce qu'il a une grande influence sur les performances de l'allumage et sur la limite du front de flamme.

La formation du spray conique Au moment de l'éjection du film liquide swirlé au niveau de l'orifice de sortie, la force centrifuge qui contrebalançait les forces de pression et de tension superficielle au sein du fluide devient prédominante (par rupture de paroi). Le film liquide annulaire, qui ne cesse de s'amincir, s'ouvre alors avec un certain angle pour former un cône creux. Néanmoins, la force de tension de surface, opposée à ce mouvement, va contrôler l'ouverture du spray et ainsi, pour une pression d'injection suffisante, l'angle maximal du cône

$2\theta_{max}$ se stabilise à une valeur limite [46] : le cône est dit pleinement développé. La figure 1.4 illustre cette mise en forme du spray, découpée en cinq étapes différentes :

1. Le liquide s'égoutte. Le swirl n'est pas encore amorcé et le débit est très médiocre.
2. Le liquide s'écoule en un fin filet : le débit s'améliore mais le trou d'air ne s'est pas encore formé.
3. Un cône se forme mais les forces de tension superficielles prennent vite le pas et l'obligent à se contracter rapidement (cette étape est nommé par les anglo-saxons l'"onion stage"). Parallèlement, le trou d'air apparaît, le débit se stabilise.
4. Le film de liquide prend la forme dite de la "tulipe" puis le film liquide se fragmente en grosses gouttes : l'atomisation est très médiocre. Le trou d'air est quasiment formé entraînant une chute du débit.
5. La surface du film liquide prend la forme d'un cône. L'expansion du film liquide entraîne son amincissement et il devient alors instable. Il finit par se désintégrer en ligaments et en fin d'atomisation primaire, le spray proprement dit s'est formé : l'atomisation va alors en s'améliorant avec l'augmentation de la pression d'injection.

"Les angles" de cônes L'angle initial du cône développé est principalement imposé par la vitesse tangentielle du film liquide en sortie d'injecteur. Il ressort de la plupart des études expérimentales menées sur ce sujet que des facteurs tels que les dimensions de l'orifice de sortie ou les propriétés du fuel jouent un rôle prédominant au niveau des dimensions du spray [21, 99, 7, 49, 66, 20, 83]. En particulier, les auteurs ont constaté que la moindre modification entraîne une variation d'ouverture importante : l'angle de cône reste une caractéristique très difficile à ajuster lors de la conception d'un injecteur.

Par la suite, sous les effets conjugués de la tension interfaciale du liquide et de l'interaction du cône avec l'air ambiant qui se met en mouvement dès l'éjection, la forme du spray conique s'incurve comme l'illustre la figure 1.5. Ce comportement impose de prendre une définition précise de l'angle d'ouverture que l'on veut mesurer :

- L'angle maximal $2\theta_{max}$ ou angle initial : c'est l'angle pris entre les deux tangentes au cône en sortie d'embout. Cet angle est indépendant des conditions extérieures.
- L'angle théorique $2\theta_{theo}$ ou angle moyen : il dépend des caractéristiques de l'écoulement en sortie d'injecteur. Il est très proche de l'angle mesuré en sortie $2\theta_{theo} \approx 2\theta_{max}$
Il y a deux définitions possibles. Pour Lefebvre et al. [23] :

$$2\theta_{theo} = 2 \arcsin(\bar{w}_0/\bar{U}) \quad (1.7)$$

avec \bar{U} , \bar{u}_0 et \bar{w}_0 , respectivement la vitesse moyenne du film en sortie d'injecteur, sa composante axiale et sa composante tangentielle.

Giffen et Muraszew [52] préfèrent prendre en compte la vitesse théorique $U_{theo} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}}$ en lieu et place de \bar{U} .

Mais dans les deux cas, nous avons :

$$2\theta_{theo} = 2 \arctan(\bar{w}_0/\bar{u}_0) \quad (1.8)$$

- L'angle efficace $2\theta_{eff}$: c'est l'angle pris entre deux tangentes au cône à la distance x de l'embout. Subissant les effets du champ aérodynamique ambiant, il est donc beaucoup plus petit que $2\theta_{max}$. Sur le plan pratique certains auteurs considèrent l'angle donné par le centre de masse pour chaque lobe de la distribution radiale en volume de liquide (voir 1.3.2)[23].

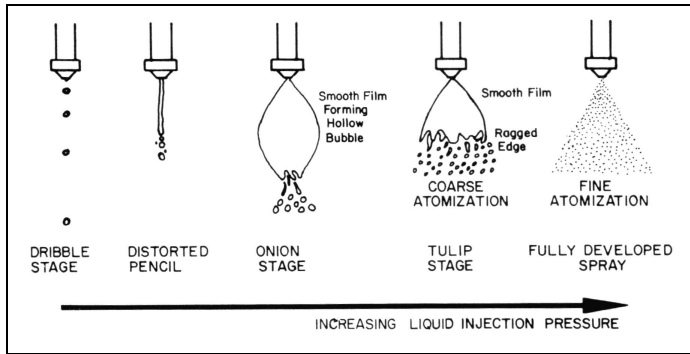


FIG. 1.4 – Développement du spray avec l'augmentation de la pression d'injection

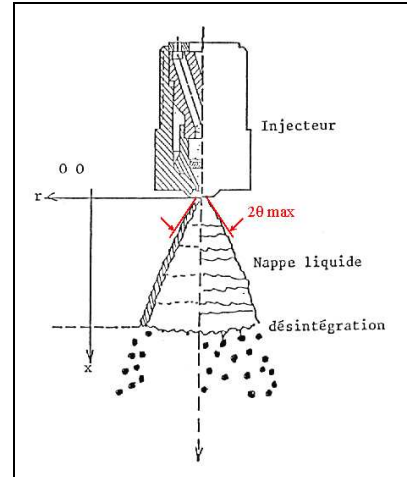


FIG. 1.5 – Définitions pour la mesure de l'angle du cône

1.3.1.4 Le coefficient de vitesse

Ce coefficient est le rapport de la vitesse résultante réelle en sortie d'injecteur sur la vitesse théorique d'éjection. Il s'écrit comme suit :

$$K_v = \frac{\bar{U}}{U_{theo}} = \frac{\bar{U}}{(2\Delta P/\rho_l)^{1/2}} \quad (1.9)$$

Il prend ainsi en compte toutes les pertes d'énergie de l'écoulement (tels que les frottements visqueux, les obstacles, la présence du trou d'air, etc...) et donne une bonne estimation de l'efficacité de l'éjection du liquide. Ce coefficient est un des éléments les plus utiles pour la conception des injecteurs car il permet de calculer la vitesse moyenne d'éjection \bar{U} du film liquide d'épaisseur t dans le plan de sortie de l'injecteur. Or, ces dernières données sont des conditions aux limites essentielles au problème de l'atomisation primaire du film.

1.3.1.5 La distribution de taille de goutte

Un spray formé est généralement considéré comme un système de gouttes plongé dans une phase gazeuse. En raison de l'hétérogénéité naturelle du processus d'atomisation, les gouttes formées par les différents mécanismes de désintégration du film liquide ont des tailles variables. Dans la pratique, les injecteurs utilisés ne sont pas capables de produire des sprays avec une taille de gouttes uniforme. D'un autre côté, nous pouvons regarder un spray comme un spectre de tailles de gouttes distribuées autour d'une valeur moyenne prise arbitrairement. Ainsi, la définition d'un spray peut se baser sur deux éléments importants :

- ★ la taille moyenne des gouttes
- ★ la distribution des tailles des gouttes

Le diamètre moyen La généralisation et la standardisation du concept de "diamètre moyen" est l'œuvre de Mugele et Evans. Elle s'écrit :

$$(D_{ab})^{a-b} = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^a (dN/dD) dD}{\int_{D_0}^{D_m} D^b (dN/dD) dD} \quad (1.10)$$

Cette équation peut être aussi écrite comme :

$$D_{ab} = \left[\frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right]^{1/(a-b)} \quad (1.11)$$

où a et b sont des coefficients entiers, i est le rang de la taille considérée, N_i est le nombre de gouttes de rang de taille i et D_i est le diamètre central du rang de taille i . Le tableau suivant donne quelques diamètres moyens usuels avec leurs applications :

a	b	$a + b$ (ordre)	Symbole	Nom du diamètre moyen	Expression	Application
1	0	1	D_{10}	Longueur	$\frac{\sum N_i D_i}{\sum N_i}$	Comparaison
2	0	2	D_{20}	Surface	$\left(\frac{\sum N_i D_i^2}{\sum N_i} \right)^{1/2}$	Contrôle de la surface
3	0	3	D_{30}	Volume	$\left(\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i} \right)^{1/3}$	Contrôle du volume ex. appl. : Hydrologie
3	2	5	D_{32}	SMD	$\frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2}$	Transfert de masse
4	3	7	D_{43}	De Brouckere	$\frac{\sum N_i D_i^4}{\sum N_i D_i^3}$	Combustion

Le diamètre moyen le plus couramment utilisé pour caractériser les performances d'un injecteur est le Diamètre moyen de Sauter¹. Le SMD est en fait le diamètre d'une goutte ayant un rapport volume sur surface équivalent à celui du spray tout entier. Il existe d'autres diamètres représentatifs utilisés pour caractériser la taille des gouttes dans un spray ou un aérosol tel que le MMD².

Le SMD produit par un injecteur tourbillonnaire a fait l'objet de beaucoup d'études et un certain nombre de corrélations ont été produites. Dans tous les cas, il apparaît que le SMD est totalement dépendant de la forme de l'injecteur et des propriétés du fuel [20, 34, 45, 69, 81, 22, 136]. En particulier, un regard attentif sur la formation des gouttes montre que l'épaisseur de la nappe liquide t est le facteur déterminant pour la granulométrie du spray [116, 81, 10, 18, 70].

Les fonctions de distribution Plusieurs relations ont été proposées pour caractériser la distribution des gouttes produites par un spray. Mais la plus utilisée est l'équation de Rosin-Rammler, originellement établie pour les poudres :

$$1 - \hat{Q} = e^{-(D/\hat{x})^q} \quad (1.12)$$

où \hat{Q} est la fraction de gouttes dont le diamètre est plus petit que D pour le volume total, \hat{x} et q sont des constantes. En appliquant cette équation à un spray, il est possible de décrire la distribution de tailles de gouttes en fonction des deux paramètres \hat{x} et q :

¹communément appelé SMD pour "Sauter Mean Diameter"

²pour "mass median diameter" : il est égal au diamètre de la goutte tel que 50% du volume total du liquide est formé de gouttes plus petites

- q donne une mesure de la répartition des tailles de gouttes. Ainsi, plus q est important, plus le spray est uniforme en tailles. Pour la plupart des sprays, q varie entre 1,5 et 4.
- \hat{x} est égal au diamètre appelé $D_{0.632}$, c'est-à-dire le diamètre tel que 63,2% du volume total est constitué de gouttes de diamètre inférieur.

Rizk et Lefebvre (1985) ont montré que l'équation de Rosin-Rammler montrait des défaillances pour de grosses tailles de gouttes et ils ont alors proposé une équation de Rosin-Rammler modifiée :

$$1 - \hat{Q} = e^{-(\ln D / \ln \bar{x})^q} \quad (1.13)$$

Cette équation donne de bons résultats et s'accorde bien avec l'expérience.

1.3.2 L'homogénéité du spray

L'homogénéité des gouttes dans le spray est synonyme d'une bonne répartition des gouttelettes de fuel dans l'ensemble du spray radialement autant que circonférentiellement. Obtenir une symétrie de la forme du spray correcte est nécessaire pour optimiser les phénomènes réactifs dans une chambre de combustion : le fuel doit être uniformément réparti dans le volume. Des non-uniformités dans la distribution spatiale du combustible peuvent entraîner la formation de zones de mélange plus riches (ou inversement plus pauvres) que le rapport fuel/air demandé. La conséquence est importante au niveau de la production de monoxyde de carbone et de suies. De rares études montrent que la qualité de l'homogénéité dépend de certains éléments géométriques de l'injecteur et de leur état de surface [24, 29, 103].

Sur un plan pratique, plusieurs collecteurs ont été développés afin de mesurer cette distribution spatiale de gouttes :

- Pour la distribution radiale, il est usuel d'utiliser un collecteur constitué de plusieurs tubes à échantillon placés en demi-cercle. Grâce à ce procédé, on collecte le fluide pulvérisé par un injecteur afin d'obtenir des courbes de distribution en volume
- La mesure de la distribution circonférentielle est réalisée sur le même principe. L'injecteur est centré au-dessus d'un collecteur circulaire partitionné en un certain nombre de secteurs de même surface. La hauteur de liquide est mesurée dans chaque secteur après fonctionnement de l'injecteur. Le niveau de chaque échantillon est alors normalisé par rapport à la moyenne, ce qui donne accès à la déviation standard, indicatrice des irrégularités circonférentielles du spray étudié.

1.3.3 Paramètres hydrauliques

1.3.3.1 Le nombre de Reynolds

Pour tout écoulement visqueux, le paramètre définissant le régime hydraulique de l'écoulement considéré est le nombre de Reynolds. Il est défini comme étant le rapport $\frac{\rho_l V D}{\mu}$ où V et D sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de l'écoulement. La liste ci-dessous regroupe les principales expressions pour le nombre de Reynolds adapté à la caractérisation des écoulements internes swirlés. Pour certaines d'entre elles, et pour des conditions particulières, les auteurs ont déterminé une valeur critique marquant la transition laminaire-turbulent.

$$\text{Kobayasi [73]} : \quad Re_{ko} = \frac{\rho_l W_i D_s}{\mu}, \quad Re_{ko\text{crit}} \approx 3000 - 5000$$

$$\text{Horvay [60, 26, 16]} : \quad Re_p = \frac{\rho_l W_i (D_s - d_p)}{\mu}$$

$$\text{Dumouchel [42, 3]} : \quad Re_{du} = \frac{\rho_l v_i d_p}{\mu}$$

$$\text{Nonnenmacher [96]} : \quad Re_n = \frac{2\rho_l Q}{\pi d_0 \mu}$$

$$\text{Khavkin [70]} : \quad Re_k = \frac{\sqrt{\rho_l \Delta P F N}}{\pi \mu}$$

$$\text{Walzel [134, 90, 107]} : \quad Re_w = \frac{\sqrt{2\rho_l \Delta P} d_0}{\mu}, \quad Re_{w\text{crit}} = 5000$$

$$\text{Dahl [35, 90]} : \quad Re_d = \frac{\rho_l r_m w_m}{\mu}, \quad Re_{d\text{crit}} = 3000$$

Par souci de clarté, le tableau 1.1 donne pour chaque expression les longueurs caractéristiques et les vitesses de référence considérées par les différents auteurs.

Auteurs	longueur référence	vitesse référence
Kobayasi	D_s	$W_i = \frac{Q}{NA_p}$
Horvay-Yule	$D_s - d_p$	$W_i = \frac{Q}{NA_p}$
Dumouchel	d_p	$v_i = \frac{W_i NA_p}{\pi D_s d_p}$
Nonnenmacher	d_0	$\frac{Q}{A_0}$
Khavkin	d_{equ} tel que $Q = C_d A_0 U_{theo} = \frac{\pi d_{equ}^2}{4} U_{theo}$	$U_{theo} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}}$
Walzel	d_0	$U_{theo} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}}$
Dahl	$r_m = 0.5\sqrt{D_s d_0}$	$w_m = \sqrt{w_p w_{ac}}$

TAB. 1.1 – Définitions pour le nombre de Reynolds

où W_i et v_i sont respectivement la vitesse débitante et sa composante radiale en entrée de chambre de swirl, w_p est la vitesse tangentielle du liquide au niveau de la paroi de la chambre de swirl et w_{ac} , la vitesse tangentielle du liquide au niveau du trou d'air.

Le nombre important de définitions pour le nombre de Reynolds illustre la grande difficulté pour déterminer une expression universelle adaptée aux écoulements internes swirlés. Néanmoins, parmi les relations disponibles, certaines d'entre elles semblent assez satisfaire notre problème alors que d'autres sont beaucoup trop restreintes. Ainsi, les expressions de Ko-

bayasi, de Horvay et Yule et de Dumouchel ne prennent en compte que les conditions d'entrée de l'injecteur, ce qui réduit leur intérêt : nous n'avons qu'une information partielle limitée aux écoulements d'entrée formés au niveau du swirler. Par contre, les quatre autres formulations apparaissent beaucoup plus pertinentes puisqu'elles utilisent des paramètres globaux et des propriétés caractéristiques de ces injecteurs. En particulier, l'expression définie par Dahl semble la plus aboutie puisqu'elle s'appuie sur des données précises de la dynamique propre à ces écoulements. Cependant, elle est très complexe à mettre en application car elle suppose que le profil de la vitesse tangentielle au niveau de la chambre de swirl soit bien connu. Les trois dernières formulations sont comparables puisqu'elles prennent en compte soit le débit, soit la pression d'injection, introduisant ainsi le nombre d'écoulement FN .

Néanmoins, puisque beaucoup d'études s'accordent sur l'importance du rôle de l'orifice de sortie, il apparaît intéressant de considérer le diamètre de sortie d_0 comme longueur caractéristique. Au final, nous retiendrons pour la suite de l'étude le nombre de Reynolds défini par Walzel Re_w , d'écriture simple, et pour lequel une valeur critique a été déterminée. Au besoin, le nombre de Reynolds donné par Horvay sera aussi considéré afin d'avoir une information complémentaire en entrée d'injecteur.

1.3.3.2 Le nombre d'intensité de swirl S

Ce nombre caractérise les écoulements en rotation en donnant l'intensité du swirl imposé au fluide et a pour expression générale :

$$S = \frac{\int \rho w r dr}{\int \rho u^2 r dr} \quad (1.14)$$

Il correspond au rapport du flux de quantité de mouvement tangentielle par rapport au flux de quantité de mouvement axial, ces flux étant définis dans la direction axiale [14, 55]. Une valeur faible de S ($S < 0.6$) caractérise un écoulement swirlé de type "axial" (le débit est projeté le long de l'axe de la chambre), alors qu'un nombre de swirl fort ($S > 0.6$) caractérise un écoulement tourbillonnant de type radial (le débit est projeté le long des parois de la chambre par effet centrifuge). L'écoulement interne d'un injecteur tourbillonnaire rentre classiquement dans cette deuxième catégorie. L'expression du nombre de swirl appliqué à un simplex dépend de la méthode de mise en rotation du liquide dans la chambre de swirl comme l'illustre la figure 1.6. Ainsi, pour une même gamme de pression, l'efficacité de la mise en rotation va



Fentes tangentielles [60]		$S = \frac{\pi(D_s - d_p)d_0}{4NA_p}$
Fentes hélicoïdales [110, 10]		$S = \frac{\pi(D_s - h)d_0 \cos\psi}{4NA_p}$ avec h , la profondeur de la fente et ψ , l'angle de l'hélice.

FIG. 1.6 – Nombre de swirl pour les principaux types de swirlers

dépendre de la géométrie du swirler utilisé et des contraintes technologiques. Il est clair que le premier des deux cas présentés par la figure 1.6 est le plus favorable (avec un nombre de swirl maximal). Les positions des fentes ou leurs directions peuvent être modifiées afin de régler l'intensité du swirl pour une application donnée, mais avec le risque de perturber l'ensemble de l'écoulement interne.

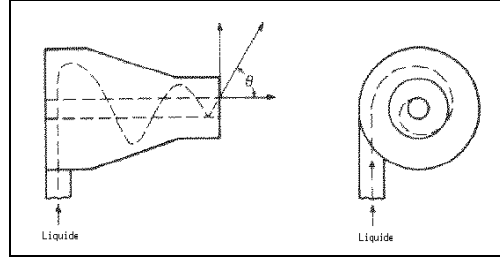


FIG. 1.7 – Représentation de l'écoulement interne

1.4 Description de l'écoulement dans la tête d'un injecteur de type "simplex"

Beaucoup d'efforts tant sur les plans théorique et expérimental que sur le plan numérique sont consentis depuis une cinquantaine d'années afin d'améliorer la conception de ce type d'injecteur. L'écoulement interne se révélant particulièrement complexe, des approches simplifiées sont développées mais aucune ne permet une caractérisation générale, applicable à toute géométrie d'injecteurs "simplex".

1.4.1 Approches théoriques

1.4.1.1 La théorie classique du fluide non-visqueux

A partir des années 40, plusieurs études se sont attachées à décrire l'écoulement dans un injecteur tourbillonnaire de façon théorique en utilisant l'hypothèse simplificatrice du fluide parfait. Le but recherché est de déterminer une méthode théorique efficace permettant la conception des injecteurs. Même si plusieurs études insistent sur l'importance non négligeable de la viscosité dans la chambre de swirl (Taylor (1948) [126, 127]), l'analyse de l'écoulement à partir de cette hypothèse donne des résultats très intéressants lorsque l'on considère des liquides peu visqueux (Dombrowski et Hassan [39]).

En 1953, Giffen et Muraszew veulent établir des corrélations exploitables à partir de cette théorie des fluides non visqueux, puis les corriger empiriquement afin de prendre en compte les effets de fluide réel. Reprenant les études de Taylor et al. [126], ils montrent ainsi que le coefficient de débit, l'angle du spray et l'épaisseur du film liquide dépendent uniquement d'une constante géométrique $K = \frac{N A_p}{(D_s - d_p) d_0}$ [52] où $D_s - d_p$ est le diamètre de swirl³, noté R . En fait, cette constante n'est autre que l'inverse du nombre de swirl S à un coefficient près ($S = \frac{\pi}{4K}$ pour un swirler plat⁴).

Schématiquement, le mouvement du liquide à l'intérieur de l'embout est comparable à un mouvement en spirale composé d'un mouvement axial sur un vortex libre (figure 1.7). L'écoulement interne est considéré comme un écoulement irrotationnel ($\text{rot} \vec{U} = 0$), stable et axisymétrique. Il existe donc une fonction scalaire potentielle ψ dont dérive \vec{U} . La circulation Γ telle que $\Gamma = \int \vec{U} \cdot d\vec{l}$ est donc constante le long de toute ligne fermée entourant le centre du système et nulle le long de toute autre ligne fermée. Dans le cas d'un cercle de rayon r centré sur l'axe d'un écoulement potentiel tourbillonnaire : $\Gamma = 2\pi C$ (où C est une constante), soit une vitesse tangentielle $w = \frac{C}{r}$ pour un vortex libre. L'application de cette conservation du moment angulaire à l'écoulement dans la chambre de swirl conduit à la relation :

$$wr = W_i (R_s - r_p) = C \quad (1.15)$$

³Certains auteurs ne prennent pas en compte ce diamètre de swirl et préfèrent négliger d_p par rapport à D_s

⁴Pour certains cette dernière expression est nommée "constante d'Abramovich"[70]

avec $W_i = Q/NA_p$, la vitesse débitante en sortie de chaque fente du swirler (en considérant une distribution parfaite du débit entre chaque fente) et centrée sur le diamètre de swirl. La pression statique dans la chambre de swirl est générée pour contrebalancer les forces centrifuges imposées par l'écoulement swirlé. Il existe une relation d'équilibre entre ces forces de pression et ces forces centrifuges telle que :

$$\frac{dp}{dr} = -\rho_l \frac{w^2}{r} \quad (1.16)$$

Dans le cas d'un vortex libre, l'intégration de l'équation 1.16 donne :

$$p - p_0 = \frac{\rho_l}{2} \left(\frac{C}{r} \right)^2 \quad (1.17)$$

Le profil de pression théorique est hyperbolique. Comme l'indiquent les équations 1.15 et 1.17, un vortex libre possède un point singulier en $r = 0$ pour lequel $w \rightarrow +\infty$ et $p \rightarrow -\infty$. Puisque ce cas est physiquement impossible, le centre du vortex est constitué d'un trou d'air. La vitesse tangentielle atteint alors un maximum w_{ac} à l'interface "noyau d'air-liquide" localisée en r_{ac} . La pression totale en n'importe quel point est alors donnée par la relation de Bernoulli :

$$\Delta P = p + \frac{1}{2}\rho_l (u^2 + v^2 + w^2) = cste \quad (1.18)$$

où p représente la pression statique.

Pour un tel écoulement, nous pouvons faire l'hypothèse que la composante radiale de la vitesse est négligeable.

La vitesse maximale w_{ac} peut donc être calculée si les valeurs de u et de p sont connues à l'interface. A partir de cette dernière équation associée avec l'équations 1.16 et la conservation du moment angulaire, on montre que la vitesse axiale est constante dans un plan transversal de l'embout (voir figure 1.8). Quantifions maintenant l'épaisseur du film liquide en sortie. Nous nous plaçons alors sur le plan de sortie de l'injecteur. L'utilisation de l'équation 1.18 et de la conservation du moment angulaire au niveau de l'interface liquide-air donne :

$$\Delta P = p + \frac{1}{2}\rho_l \left(\left(\frac{Q}{\pi (r_0^2 - r_{0a}^2)} \right)^2 + \left(\frac{Q (D_s - d_p)}{2r_{0a} N A_p} \right)^2 \right) \quad (1.19)$$

avec r_{0a} , le rayon du trou d'air en sortie d'injecteur. La pression qui règne au niveau du plan de sortie est la pression atmosphérique, donc $p = 0$. Si l'on introduit le rapport $X = A_a/A_0 = r_{0a}^2/r_0^2$, le nombre K et le coefficient de débit à partir de 1.5, l'équation 1.19 devient :

$$\frac{1}{C_d^2} = \frac{1}{(1-X)^2} + \frac{\pi^2}{16K^2 X} \quad (1.20)$$

Cette dernière équation marque la relation existante entre la taille du trou d'air, le coefficient de débit et la géométrie de l'injecteur. Or C_d et r_{0a} sont des inconnues. Il faut donc déterminer une deuxième équation pour rendre le système exploitable. Giffen et Muraszew ont alors pris comme hypothèse que pour une pression d'injection donnée, le rayon du noyau d'air en sortie d'injecteur doit assurer un débit Q maximal⁵, i.e un coefficient de débit maximal soit $dC_d/dX = 0$. Ce calcul conduit à la relation :

$$32K^2 X^2 = \pi^2 (1-X)^3 \quad (1.21)$$

Cette dernière montre clairement que le diamètre du trou d'air central en sortie d'injecteur est uniquement fonction de la géométrie de l'injecteur. A partir de ce dernier résultat, la théorie du fluide idéal permet de calculer le coefficient de débit, l'épaisseur du film liquide en sortie et l'angle de cône théorique en fonction uniquement des données géométriques par l'intermédiaire du nombre adimensionnel K :

⁵Ce principe a été initialement introduit par Binnie et Taylor[126]

· Pour le coefficient de débit, nous avons alors :

$$C_d = \left[\frac{(1-X)^3}{1+X} \right]^{0.5} \quad (1.22)$$

· L'épaisseur du film est calculée à partir de l'équation 1.21 et de la définition de X :

$$X = \frac{(d_0 - 2t)^2}{d_0^2} \quad (1.23)$$

· L'angle de cône théorique est alors :

$$\theta_{theo} = \arcsin \left(\frac{\pi(1-X)^{1.5}}{2K(1+X^{0.5})(1+X)^{0.5}} \right) \quad (1.24)$$

Confrontées aux données expérimentales, ces relations donnent des résultats mitigés malgré l'introduction de coefficients correctifs empiriques⁶.

1.4.1.2 Corrections de Chinn-Yule

Tout récemment, Yule et Chinn [28] ont apporté des corrections à cette théorie du fluide non-visqueux. Ils ont montré à partir d'une analyse dimensionnelle suivant le théorème des π , que les performances d'un injecteur ne dépendent pas uniquement du nombre K . D'autres termes géométriques apparaissent comme étant d'une grande influence sur l'écoulement. Ce résultat rejoint les conclusions de plusieurs travaux expérimentaux antérieurs. Ainsi, Dumas et Laster [41], puis Dombrowski et Hassan [39] ont introduit le terme :

$$\frac{A_p}{D_s d_0} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{1/2}$$

De leur côté, Lefebvre et Rizk (1985) [108, 81] ont proposé la corrélation empirique :

$$C_d = 0.35 \left(\frac{A_p}{D_s d_0} \right)^{1/2} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{1/4}$$

Enfin, pour Cousin [33], le coefficient K doit être remplacé par :

$$\frac{K}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{2d_p}{D_s}\right)^2}}$$

Les déviations que l'on peut observer entre la théorie de Giffen et Muraszew et les mesures expérimentales ne peuvent pas uniquement s'expliquer par les "effets réels" induits par la viscosité. Ainsi, selon les auteurs, l'hypothèse proposée par Giffen et Muraszew sur le débit maximal ne se justifie pas. Ils proposent alors d'introduire une nouvelle équation pour fermer le système à partir de la conservation du moment axial, qui traduit l'effet des forces de pression dans la chambre de swirl. Dans cette nouvelle relation apparaît alors le paramètre adimensionnel complémentaire, $\hat{n} = D_s/d_0$. En corrigeant ainsi la théorie du fluide non visqueux, Yule et Chinn ont pu établir de nouvelles expressions pour le coefficient de débit C_d et pour l'épaisseur du film t à partir de la résolution du système suivant :

⁶Giffen et Muraszew introduisent un coefficient multiplicatif égal à 1.17 dans le calcul du C_d [52]

$$\left\{ \begin{array}{l} (R_t \hat{n} K_1)^2 \left\{ \frac{1}{(\hat{n}^2 - R_0^2)} - \frac{1 - \hat{n}}{\hat{n} \cdot R_q - R_0} \left(\frac{R_q}{1 - R_q^2} - \frac{R_0}{\hat{n}^2 - R_0^2} \right) - \frac{1 - \hat{n}}{2(\hat{n} \cdot R_q - R_0)^2} (R_0 - R_q) \ln \left[\frac{(\hat{n} - R_0)(1 + R_q)}{(\hat{n} + R_0)(1 - R_q)} \right] \right\} \\ + 2R_t^2 \ln \left(\frac{R_0}{R_t} \right) - R_0^2 + R_t^2 = 0 \\ \frac{R_0^2 (\hat{n}^2 - R_0^2)^2}{(\hat{n}^2 - R_0^2)^2 + R_0^2 \hat{n}^2 K_1^2} - \frac{R_q^2 (1 - R_q^2)^2}{(1 - R_q^2)^2 + R_q^2 \hat{n}^2 K_1^2} = 0 \\ R_t^2 = \frac{\hat{n}^2}{K_1^2} C_D^2 = \frac{R_0^2 (\hat{n}^2 - R_0^2)^2}{(\hat{n}^2 - R_0^2)^2 + R_0^2 \hat{n}^2 K_1^2} = \frac{R_q^2 (1 - R_q^2)^2}{(1 - R_q^2)^2 + R_q^2 \hat{n}^2 K_1^2} \end{array} \right. \quad (1.25)$$

où :

- $R_t = d_{tac} / D_s$
- $K_1 = 4K / \pi = 1 / S$
- $R_0 = d_{0a} / D_s$
- $R_q = d_{sac} / D_s$ (Voir figure 1.8)

A partir de cette estimation théorique de la géométrie du trou d'air, il est facile d'établir les équations suivantes :

$$C_d = \frac{4K R_t}{\pi \hat{n}} \quad (1.26)$$

$$t = D_s \frac{\hat{n} - R_0}{2} \quad (1.27)$$

Ces relations théoriques, comparées à plusieurs autres estimations analytiques de l'épaisseur en sortie d'injecteur t [117, 108] ainsi qu'à des données expérimentales apparaissent comme celles donnant les meilleures prédictions [15]. Cependant leur complexité empêche toute exploitation dans une méthodologie théorique pour la conception d'injecteur.

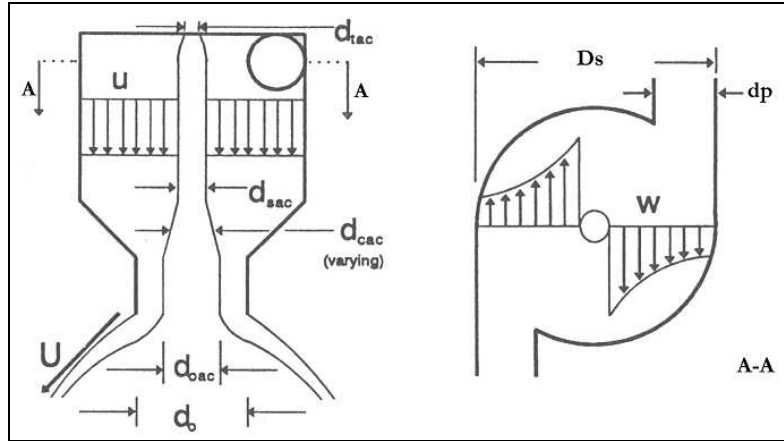


FIG. 1.8 – Champ de vitesse et trou d'air pour un fluide non-visqueux

1.4.1.3 Corrections en fluide réel - Prise en compte de la viscosité

La comparaison entre les données expérimentales et les corrélations établies suivant la théorie du fluide parfait montre donc certaines divergences. Ces écarts sont associés aux pertes par frottement : l'écoulement à l'intérieur d'un injecteur tourbillonnaire est caractérisé par de fortes vitesses dans un espace de petites dimensions où les effets visqueux peuvent dans ces conditions jouer un rôle significatif. Différentes études expérimentales poussées confirment clairement le rôle prépondérant de la viscosité du fluide au sein de l'écoulement [107, 108, 7],

mais certains auteurs soulignent que les différences entre théorie et expériences doivent être relativisées en fonction de la taille et de la géométrie de l'injecteur considéré [39].

Simplex et fluides réels L'influence de la viscosité se traduit par l'existence de frictions au sein du liquide et aux niveaux de couches limites près des parois. Ces contraintes visqueuses sont générées par les gradients de vitesse présents dans l'écoulement. Dans la chambre de swirl, la formulation idéale de la vitesse tangentielle est $w.r = C$, où C est une constante. La contrainte visqueuse pour la vitesse tangentielle est alors :

$$\tau = -\mu \frac{dw}{dr} = \mu \frac{C}{r^2} \quad (1.28)$$

Ainsi, la viscosité impose une réduction du moment tangentielle, ce qui contribue à :

- une modification du champ de vitesse tangentielle (ralentissement)
- une modification du champ de pression (en raison de la variation de l'effet centrifuge)
- une augmentation de l'épaisseur du film liquide dans l'embout

En conséquence, c'est l'ensemble des paramètres du spray qui est affecté.

Cependant, beaucoup s'accordent pour dire que les principales caractéristiques du spray peuvent être considérées comme indépendantes du régime de l'écoulement pour des nombres de Reynolds élevés [81][119]. Par contre, il semble être un facteur d'influence lorsque le Reynolds est faible. Ceci est bien illustré par la figure 1.9. Lefebvre note qu'à très bas Reynolds, le coefficient de débit est clairement fonction de la pression d'injection. Par contre lorsque le nombre de Reynolds augmente :

- la vitesse d'entrée du liquide W_i augmente entraînant ainsi une amincissement du film liquide et donc une diminution de C_d .
- la friction augmente aussi entraînant une diminution de W_i et donc une augmentation de C_d .

Ainsi, ces deux phénomènes antagonistes se compensent à partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds et le coefficient de débit apparaît alors indépendant de Re_w [81][119]. De la même façon, l'épaisseur du film t et l'angle de cône montrent une évolution similaire. Mais Dupouy précise que dans le cas de l'angle de cône, l'équilibre entre inertie et frottements est plus tardif à se mettre en place [46].

Pour illustrer notre propos, la figure 1.10 donne l'évolution de t/d_0 en fonction du nombre de Reynolds défini par Nonnenmacher. L'auteur relève que pour $Re_n > 3000$ l'épaisseur peut être considérée comme indépendante des conditions opérationnelles.

Modifications de la structure de l'écoulement Taylor a étudié les couches limites qui se forment près de la paroi de la chambre de swirl [126, 127] mais aussi près du trou d'air (voir figure 1.11). Cette dernière a été mise en évidence par Hodgkinson (1950) et son existence est expliquée par une modification importante de l'équilibre entre pression et forces d'inertie aux abords du plafond de la chambre de swirl : le mouvement de giration étant réduit par les effets visqueux, le gradient de pression génère dans la direction radiale un écoulement dirigé directement vers l'axe de l'embout. Taylor a montré que, sous certaines conditions, la plus grande partie du fluide éjecté est concentrée dans l'une de ces deux couches limites. Des études numériques plus récentes corroborent ces remarques mais soulignent aussi que les effets de couche limite sont très variables selon la pression d'injection imposée et la géométrie de l'injecteur [42, 44] : la couche limite, tout comme le débit y circulant, sont d'autant plus grands, que la géométrie de l'injecteur est petite (en particulier les diamètres

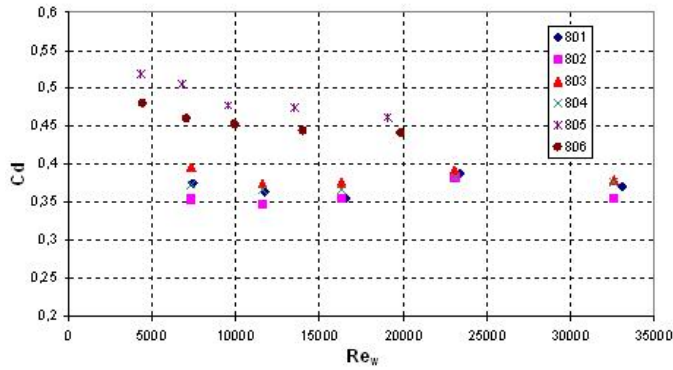


FIG. 1.9 – Evolution du coefficient de débit en fonction de Re_w - Références : Hispano Suiza à partir d'injecteurs PHT

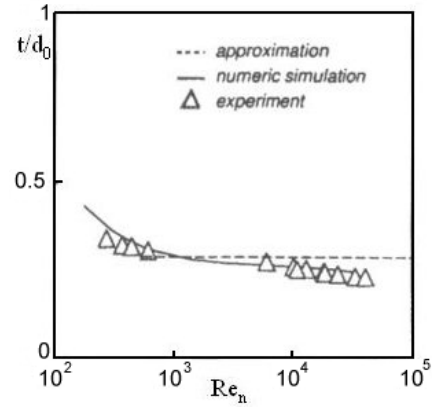


FIG. 1.10 – Evolution de l'épaisseur du film liquide adimensionnée par d_0 en fonction de Re_n . Dimensions injecteur : $l_0/d_0 = 0.87$, $L_s/d_0 = 4.02$. D'après Nonnenmacher et Piesche [96]

d'entrée et de sortie) et la pression d'injection faible [42, 68]. Ainsi, dans certains cas, selon la pression d'injection et les caractéristiques géométriques de l'embout, une portion importante de l'écoulement atteint l'orifice par le biais de la couche limite : la plupart du liquide est concentrée contre les parois [42, 43]. Ceci est vrai même pour des liquides à faible viscosité comme l'eau. Pour d'autres plages de pression d'injection plus importantes, cette couche limite est négligée [43].

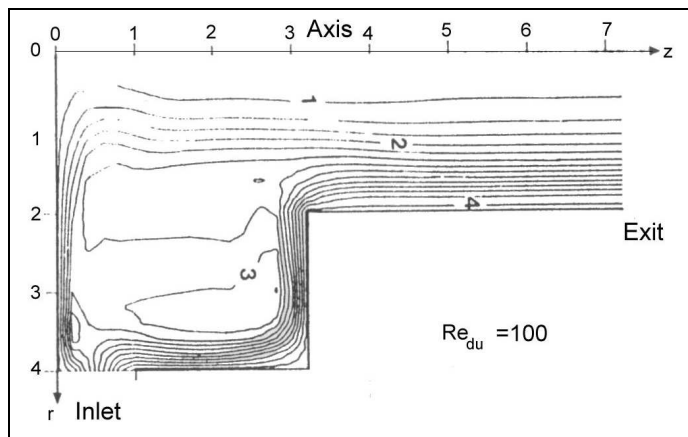


FIG. 1.11 – Influence de la viscosité sur la structure de l'écoulement interne à très bas Reynolds - Références : Dumouchel et al.[44]

Nouvelles approches théoriques En prenant en compte des forces de frottement visqueux en paroi, Rizk et al. [108] montrent que la vitesse moyenne du film liquide en sortie d'injecteur peut s'écrire :

$$\bar{U} = \frac{\Delta P t^2 \cos \theta_{max}}{3c\mu d_0} \quad (1.29)$$

où la constante c est égale à 400. D'autre part, les auteurs introduisent le coefficient de vitesse afin de corriger les résultats de la théorie du fluide parfait. Ainsi, l'expression 1.22 devient :

$$C_d = K_v \left(\frac{(1-X)^3}{(1+X)} \right)^{0.5} \quad (1.30)$$

Or, d'après les définitions de ces coefficients, nous pouvons écrire :

$$Q = \frac{A_0 C_d \bar{U}}{K_v} \quad (1.31)$$

Soit,

$$Q = A_0 \bar{U} \left(\frac{(1-X)^3}{(1+X)} \right)^{0.5} \quad (1.32)$$

Comme la vitesse axiale moyenne du film liquide est donnée par :

$$\bar{u}_0 = \bar{U} * \cos \theta_{max} = \frac{Q}{A_0(1-X)} \quad (1.33)$$

l'association de cette dernière équation avec 1.32 donne :

$$\cos^2 \theta_{max} = \frac{1-X}{1+X} \quad (1.34)$$

Finalement, les équations 1.29 et 1.35 conduisent à :

$$t^2 = \frac{1560FN\mu}{\rho_l^{0.5}d_0\Delta P^{0.5}} \frac{(1+X)}{(1-X)^2} \quad (1.35)$$

où $X = (d_0 - 2t)^2/d_0^2$. Les auteurs ont confronté cette nouvelle expression de t aux données expérimentales disponibles et montrent qu'elle peut être grandement simplifiée en préservant les facteurs d'influence essentiels :

$$t = 3.66 \left[\frac{d_0FN\mu}{(\rho_l\Delta P)^{0.5}} \right]^{0.25} \quad (1.36)$$

De la même façon, ils déterminent une nouvelle expression pour l'angle moyen du cône mettant en évidence l'influence non négligeable de la viscosité [109] :

$$2\theta_{theo} = 6K^{0.15} \left(\frac{\Delta P d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^{0.11} \quad (1.37)$$

1.5 Premiers éléments sur la structure réelle de l'écoulement interne

Des travaux récents basés sur l'exploitation expérimentale de prototypes à grande échelle ont permis de mettre en lumière une structure assez complexe de l'écoulement interne. Même si l'impact de ce type d'écoulement sur la formation du film swirlé conique et du spray commence à être mieux appréhendé, ces études ont soulevé de nouvelles interrogations.

1.5.1 Le trou d'air

L'apparition du trou d'air axial est la conséquence de la mise en rotation du liquide. En effet, dans un injecteur tourbillonnaire utilisé à pression optimale, l'action du swirl est suffisamment importante pour que la pression au niveau de l'axe central soit plus faible que la pression de l'air ambiant dans lequel l'injecteur travaille. Cette dépression partielle entraîne alors l'aspiration du gaz dans l'injecteur le long de l'axe jusqu'à former un trou d'air pouvant atteindre le fond de la chambre de swirl, selon les conditions opératoires. L'aspiration étant continue, l'excès d'air dans le trou est entraîné vers l'extérieur par le mouvement en spirale du liquide swirlé au niveau de l'interface. Pour Bayvel et al., le trou d'air tourne comme une colonne cylindrique rigide avec une vitesse angulaire constante [125][10](voir figure 1.13). Selon Chinn [27], par ce phénomène d'aspiration d'air et de recirculation, le trou d'air est

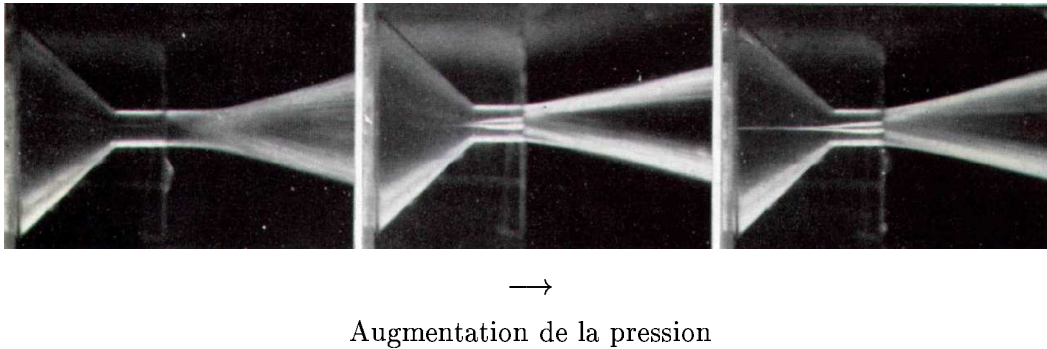


FIG. 1.12 – Apparition du trou d'air - Source [81]

auto-entretenu et reste approximativement constant. Sa forme est cylindrique au niveau de la chambre de swirl puis son rayon augmente à mesure que l'on se rapproche de l'orifice de sortie. Selon Horvay et Leuckel (1984), les dimensions du trou d'air dépendent du nombre de swirl, du nombre de Reynolds de l'écoulement et de la forme du convergent [60]. Pour une géométrie et des conditions opérationnelles fixées, les auteurs remarquent aussi que les dimensions globales d'un trou d'air développé dans la chambre de swirl restent inchangées avec l'augmentation du débit. Sankarankutty et al. précisent que de faibles variations sont détectables lorsque l'on considère une très grande gamme de pressions d'injection [111]. Tout ceci devrait donc conférer au trou d'air une certaine stabilité. Néanmoins, Horvay et Leuckel [60], puis Chinn [27] et Wang [135] ont pu observer un léger tremblement du trou d'air. Une analyse précise de ces oscillations et de leur possible lien avec des instabilités de l'écoulement reste à entreprendre.

1.5.2 Structure de l'écoulement, champ de vitesse

Le profil de la vitesse axiale : La figure 1.14 indique que le profil de vitesse axiale normalisé (u/W_i) au niveau de la chambre de swirl est relativement plat et très proche de zéro. Seules deux valeurs maximales sont détectables [60][89] : une de ces valeurs est localisée près des parois et l'autre, plus élevée, se situe aux environs du trou d'air. L'écoulement semble se scinder en deux structures actives distinctes, l'une influencée par la paroi et l'intensité de la centrifugation, l'autre suivant le trou d'air, comme l'ont prévu les travaux numériques de Dumouchel et al.[44].

Dans la direction axiale, le liquide accélère sous l'effet de la contraction de la chambre de swirl alors que son épaisseur diminue. Au niveau de l'orifice de sortie, le profil est caractérisé par un seul maximum très prononcé : les deux écoulements actifs se mélangent pour former une nappe fine et rapide [60].

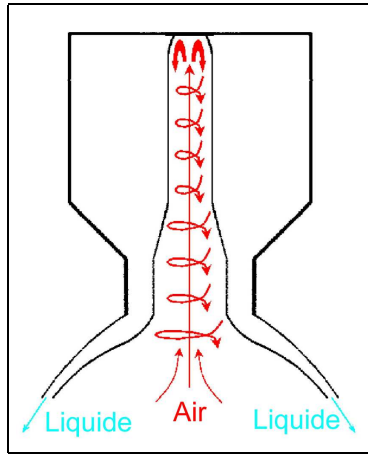


FIG. 1.13 – Circulation de l'air dans le noyau (D'après Chinn et Tanasawa[27][125])

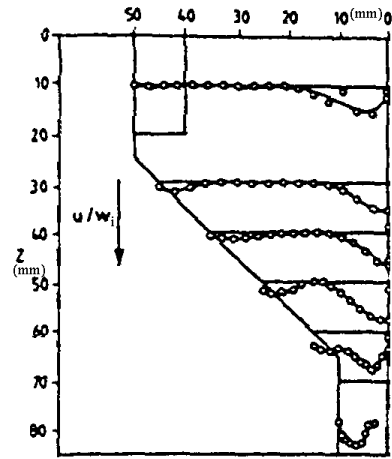


FIG. 1.14 – Profil de la vitesse axiale normalisée (D'après Horvay et Leuckel [60], $Q = 900 \text{ l.h}^{-1}$ et $S = 1,8$)

Le profil de la vitesse tangentielle : Aux vues des données expérimentales qui confortent l'approche théorique, la vitesse tangentielle est la composante de vitesse dominante dans la première partie de l'embout. Ces données justifient l'hypothèse d'un profil de vitesse tangentielle caractéristique d'un vortex de Rankine : un très petit vortex solide dans la zone interne (généré par la présence de l'interface liquide-air et par le mouvement retour de l'air au niveau du noyau gazeux) lié à un très grand vortex libre dans la région externe [135][60][4] (voir figure 1.15). Pour beaucoup, l'influence du vortex solide peut être négligée [4] [135]. Horvay et Leuckel ont estimé la position du maximum de la vitesse tangentielle $R_{max} \simeq 0.2 \frac{D_s - d_p}{2}$. En comparant ce rayon à celui du trou d'air pleinement développé, le vortex solide apparaît alors très étroit. En fait, le frottement entre liquide et gaz, très faible, est à priori à l'origine de l'existence de ce vortex solide, ce qui est justifié par les résultats de l'étude de Ma et al. [89]. D'autre part, dans la chambre de swirl, entre zone d'entrée et convergent, le profil de vitesse tangentielle est axisymétrique et ne se modifie pas dans la direction axiale [135][16][26]. Les visualisations par PIV et LDA réalisées récemment par Wang et al.(1999) donnent une

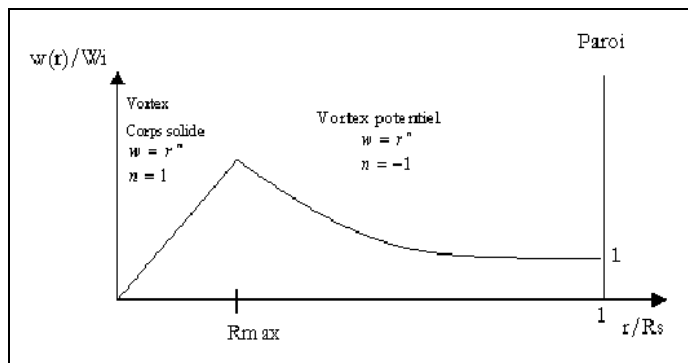


FIG. 1.15 – Vortex de Rankine

représentation globale de l'écoulement interne dans la chambre de swirl (voir figure 1.16). L'étude menée sur différentes géométries montre que pour une configuration fixée de simplex, le profil de vitesse tangentielle normalisée w/W_i dans la chambre de swirl ne se modifie pas avec l'évolution du débit et est seulement fonction de la géométrie interne. Les auteurs ont d'ailleurs établi la corrélation suivante basée principalement sur les travaux de Babu et al.

[4][5] :

$$\frac{w}{W_i} \cdot \left(\frac{r}{R_s} \right)^n = C \quad (1.38)$$

avec :

- $C = 0.9927$
- $n = 7.3538 \left(\frac{A_0}{A_s} \right)^{0.1063} \left(\frac{A_p}{A_s} \right)^{0.6943}$

pour une gamme de pression d'injection comprise entre 0,2 et 2,1 bars [135].

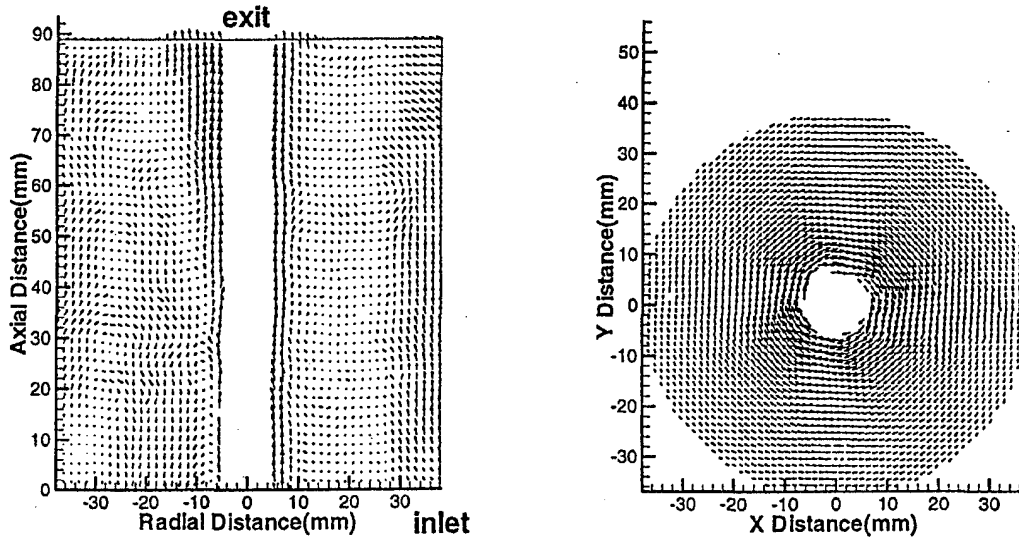


FIG. 1.16 – Champ de vitesse dans une section transversale (à gauche) et radiale (à droite) de la chambre de swirl - Données PIV [135]

La structure de l'écoulement La structure de l'écoulement interne dans la chambre de swirl apparaît très complexe. Néanmoins, les résultats que nous venons de citer, ainsi que ceux donnés par Yule et Cooper [30] et Dumouchel et al.[45], révèlent que cet écoulement possède une organisation que l'on réduit schématiquement à trois zones (voir figure 1.16) :

- Deux écoulements principaux apparaissent entre le swirler et la sortie de l'embout :
 - (a) l'un circule le long du trou d'air avec la plus importante vitesse axiale
 - (b) l'autre circule le long de la paroi avec une vitesse axiale plus faible.
- Entre ces deux écoulements positifs existe une région large où domine un écoulement très turbulent composé d'un grand nombre de tourbillons de petite taille. Les tourbillons seraient selon Wang, à l'origine d'une importante dissipation d'énergie cinétique et d'une grande partie des pertes de charge de l'injecteur [135].

Outre ces instabilités, Yule et al. ont détecté lors de leurs expériences, des tourbillons toroïdaux plaqués contre la paroi de la chambre de swirl (nombre de Reynolds Re_p inférieur à 25000), qu'ils ont identifiés comme étant des instabilités de Görtler⁷. Ces résultats sont confirmés par leur étude numérique. Pour des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés (Re_p compris entre 100000 et 300000), aucune structure de ce type n'est observée [135].

⁷Ces instabilités apparaissent dans les couches limites concaves, à bas Reynolds [112, 114].

Régime de l'écoulement interne Aux vues des derniers résultats exposés, il apparaît très difficile de déterminer la nature de l'écoulement interne. Outre les nombreuses définitions existantes pour le nombre de Reynolds, certains auteurs s'accordent d'ailleurs sur le fait qu'il n'existe pas pour l'instant d'expression d'écrivant de façon satisfaisante le régime de ce type d'écoulement. Ainsi, même si les premières études expérimentales sur la structure de l'écoulement ont détecté des fluctuations importantes des composantes axiale et tangentielle de la vitesse, et cela pour un Re_p très faible ($Re_p \geq 3750$) [60], pour certains, elles ne sont dues qu'à la présence du trou d'air ou d'une importante recirculation [26, 30]. Pour d'autres elles trahissent la présence d'un écoulement turbulent [135, 60]. La question reste ouverte.

1.6 Préparation du spray

1.6.1 Introduction

La taille moyenne des gouttes et la distribution de tailles est très difficile à prédire théoriquement ou numériquement, beaucoup plus que les autres paramètres mentionnés précédemment parce que la physique de la désintégration n'est pas encore bien comprise. En effet, celle-ci implique des phénomènes physiques complexes tels que la friction aérodynamique, la turbulence dans le liquide, le réarrangement du profil de vitesse dû au changement de condition aux limites à la sortie de l'injecteur, l'apparition d'ondes de surface, les perforations, l'oscillation du film et la formation de ligaments....

Cependant, de nombreuses études montrent que, outre la vitesse et l'état de l'écoulement liquide en sortie, l'épaisseur de la nappe liquide t est le facteur déterminant pour la granulométrie du spray [10][18][70] : la taille moyenne des amas primaires est directement liée à l'épaisseur de film liquide avant désintégration, cette taille conditionnant par la suite la granulométrie du spray. Ainsi, Simmons (1950) a montré que le SMD d'un spray produit par un injecteur tourbillonnaire à pression dépend de l'épaisseur initiale t : $SMD \propto t^{0,39}$ [116].

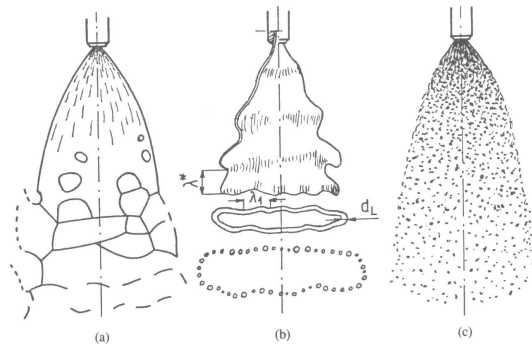


FIG. 1.17 – Evolution du processus de désintégration avec l'augmentation de la vitesse d'éjection - Référence [10]

D'après Bayvel [10] et Khavkin [71] le comportement du film conique développé en sortie d'injecteur dépend beaucoup de l'énergie cinétique qui lui a été fournie en amont. Sur la figure 1.17 sont décrit les processus de désintégration du film selon la pression appliquée en entrée d'injecteur. Dans les deux premières configurations, la nappe reste cohérente sur une distance L_R appelée "longueur de désintégration" avant de se fragmenter en ligaments puis en gouttes. Ainsi, à faible régime, le film semble se déchirer en des points de faible épaisseur liquide (a). Avec l'augmentation de la vitesse de la nappe, celle-ci est parcourue d'ondes longitudinales et transversales. Leur amplification étant importante, elles conduisent le film à une

désintégration rapide suivant les deux directions (b). Par contre à fort régime, cette longueur L_R est très courte, de l'ordre de quelques millimètres pour un spray pleinement développé (c). Parfois elle est négligeable et Khavkin parle alors de "régime sans formation de nappe" [70, 71]. Le problème de la désintégration doit alors être traité différemment⁸.

Lorsque la nappe existe, son ouverture induit un affinement du film jusqu'à une valeur critique qui définit alors le début de sa désintégration.

Dans une analyse simplifiée, une approche en deux temps est communément utilisée :

- [1] Etude de la dynamique d'un film liquide
- [2] Prise en compte de l'amplification des ondes perturbatrices conduisant à la désintégration de la nappe.

1.6.2 Désintégration de la nappe liquide

1.6.2.1 Principe

La forme et la trajectoire d'une nappe swirlée conique d'épaisseur t et d'angle d'ouverture $2\theta_{max}$ éjectée dans une atmosphère inerte, est le résultat de l'équilibre entre différentes forces antagonistes :

- la force inertielle conduit la pénétration du film dans l'atmosphère
- la force centrifuge tend à forcer la divergence du film liquide
- les forces de frottement générées au niveau de l'interface air-liquide
- la tension de surface est une force de cohésion qui lutte contre la divergence de la nappe
- les forces aérodynamiques

Certaines de ces forces jouent un rôle de frein au processus d'atomisation, tandis que les autres le favorisent : c'est cette compétition entre forces qui détermine la stabilité de la nappe liquide. Au niveau de l'interface liquide-gaz environnant (un écoulement d'air à grande vitesse, un gaz à haute pression ou l'air à la pression atmosphérique), une zone de fort cisaillement va générer des instabilités aérodynamiques au sein du film liquide qui conduisent au grossissement d'ondes interfaciales visibles sur la figure 1.18. La déformation de la nappe due à ces perturbations, mais aussi à la turbulence du liquide, aboutit à la formation de ligaments dans le sens de l'écoulement séparés par de fines membranes qui se rompent rapidement en formant un brouillard de petites gouttes (figure 1.19). Ces ligaments, régulièrement espacés, se rompent à leur tour pour former une population d'amas liquides de tailles relativement importantes. La création de ces amas correspond à la fin de la pulvérisation primaire. La pulvérisation secondaire correspond à la désintégration de ces amas en gouttes plus petites. En effet, ces amas sont instables car les forces de tension superficielle ne peuvent contrer les effets de la pression cinétique. Actuellement, les principes de la désintégration secondaire sont relativement bien connus, mais il n'en est pas de même pour la pulvérisation primaire.

1.6.2.2 Apparition des perturbations : analyse de la stabilité de la nappe

Toute la compréhension de la désintégration d'une nappe liquide se base sur les perturbations qui se développent à sa surface. Depuis plusieurs années beaucoup d'études sont menées sur l'analyse linéaire et non-linéaire de la stabilité de films liquides tant plans que coniques, suivant différentes conditions externes (i.e. avec ou sans écoulement d'air) [25]. Parmi ces travaux, plusieurs traitent des films liquides swirlés et apportent quelques informations pratiques

⁸Sur ce sujet citons les études de Khavkin où l'auteur introduit une théorie de l'atomisation primaire basée sur la théorie de Kolmogorov et les petites échelles de turbulence : $\hat{x} = D_{0.632} = \frac{a t}{\left(\frac{\rho_l t \bar{U}}{\mu}\right)^{0.75}}$ où a est une constante [70].

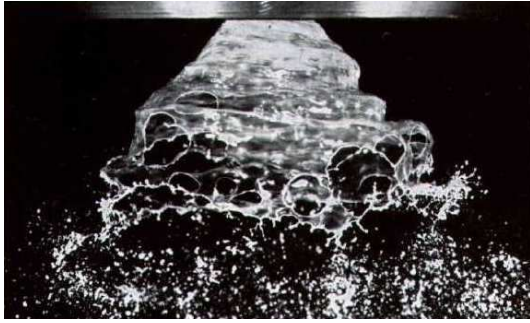


FIG. 1.18 – Film conique swirlé - Référence [81]

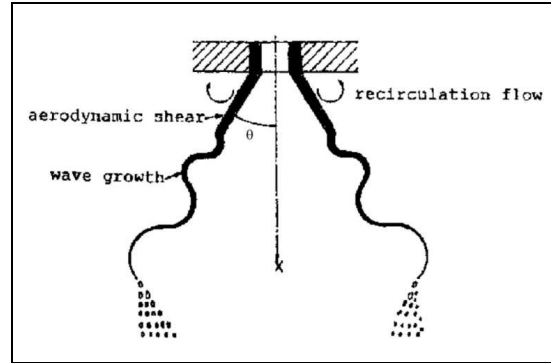


FIG. 1.19 – Désintégration d'un film conique swirlé

intéressantes⁹.

Pour Liao et al [86], l'analyse de la stabilité linéaire appliquée à un film liquide cylindrique animé d'une vitesse tangentielle révèle que la vitesse relative entre air et liquide, les rapports de densité ainsi que la courbure de la surface sont les principaux éléments qui amplifient les instabilités aérodynamiques interfaciales. De plus, le mouvement tournant de la nappe semble augmenter l'efficacité de sa désintégration en imposant un mode helicoïdal dominant. Pour Sirignano et al [95], une attention particulière doit être portée sur les conditions initiales à imposer au film liquide en sortie d'injecteur afin de prendre en compte au mieux les effets destabilisants induits soit par des oscillations du trou d'air, soit par une dissymétrie de l'écoulement stationnaire au niveau de l'orifice [128].

1.6.2.3 Estimation de la longueur de désintégration L_R

Plusieurs études [33][93][66] se sont attachées à établir les relations entre les conditions initiales de la nappe lors de son éjection et les conditions au moment de la formation des premiers ligaments :

- La vitesse de la nappe augmente et tend vers une asymptote.
- La vitesse tangentielle diminue.
- L'épaisseur de la nappe liquide décroît rapidement dans la direction axiale. Elle semble tendre vers une valeur limite juste avant la zone de désintégration.
- Pour des pressions d'injection réduites, la longueur de désintégration est très importante : la nappe conique ne s'est pas encore bien formée et une vitesse faible du liquide induit un retard de la désintégration.

Lorsque la pression augmente, le cône se développe et L_R décroît abruptement jusqu'à tendre vers une valeur asymptotique de l'ordre de quelques millimètres.

Tout récemment, quelques tentatives ont été faites pour estimer la longueur L_R . Ainsi, en se basant sur des études de Clark et Dombrowski (1972), Han et al.(1997) ont proposé la corrélation :

$$L_R = C \left(\frac{12\rho_l \sigma t \cos \theta}{\rho_g^2 \bar{U}^2} \right)^{0,5}$$

C étant une constante dépendant du liquide utilisé.

Une autre estimation de cette longueur de désintégration est fournie par Dombrowski et Tahir :

$$L_R = 4,13e^{-4} \left(\frac{Q^{0,31} \mu^{0,186}}{\theta^{0,25} \Delta P^{0,442}} \right)$$

⁹Une description de ces différentes méthodes est disponible dans [25, 86, 94, 118]

A partir de cette dernière estimation de L_R , l'épaisseur de la nappe au moment de la désintégration peut être calculée par :

$$t_{des} = \left(\frac{-D_n + \sqrt{D_n^2 + 4F_0}}{2} \right) \cos \theta \quad (1.39)$$

avec $D_n = L_R \sin \theta$ et $F_0 = t^2 + \left(2t \frac{d_0}{2} \right)$ (Dorfner et al.(1995) [40]).

1.6.2.4 Critères pour l'atomisation de la nappe

Le nombre de Reynolds En sortie d'injecteur puis dans le film liquide, la caractérisation du régime hydrodynamique du film liquide produit est une donnée importante en vue de son atomisation. La définition communément utilisée est :

$$Re_0 = \frac{\rho_l U h}{\mu} \quad (1.40)$$

h et U sont respectivement soit l'épaisseur t et la vitesse \bar{U} du film en sortie d'injecteur, soit l'épaisseur et la vitesse de la nappe liquide en expansion [136].

Le nombre de Weber Ce nombre sans dimension est introduit afin de caractériser la dislocation du film liquide et l'évolution vers l'atomisation. Il représente le rapport des efforts aérodynamiques qui tendent à déformer et à rompre la nappe liquide sur les efforts de tension superficielle qui maintiennent la cohésion.

$$We_0 = \frac{\rho_l \Delta U^2 t}{\sigma} \quad (1.41)$$

Le nombre d'Ohnesorge Le nombre d'Ohnesorge Oh caractérise le comportement de la nappe liquide et en particulier l'influence des différentes forces appliquées sur l'atomisation du film. Ce nombre est défini par :

$$Oh = \sqrt{We_x / Re_x}$$

avec $We_x = \frac{\rho_l U_{napp}^2 r_{napp}}{\sigma}$ et $Re_x = \frac{\rho_l U_{napp} t_{napp}}{\mu}$ (U_{napp} , t_{napp} et r_{napp} sont respectivement la vitesse, l'épaisseur de la nappe liquide et le rayon de la nappe pour une position x en aval du plan de sortie de l'injecteur). Pour Mao, il existe alors une valeur seuil de Oh ($Oh_{seuil} = 2$) correspondant à la rupture de la nappe en ligaments [92].

1.6.3 Estimation des distributions de tailles de gouttes

1.6.3.1 Le SMD

Parce que la physique de la désintégration n'est pas encore bien comprise, la taille moyenne des gouttes et la distribution des tailles sont deux paramètres particulièrement difficiles à prédire de façon théorique ou numérique, beaucoup plus que les autres caractéristiques du spray.

Beaucoup de chercheurs ont établi un certain nombre de corrélations pour la plupart empiriques qui forment un tel éventail qu'il apparaît impossible d'obtenir une corrélation universelle [136]. Cependant, parmi tous ces résultats se dégage une formulation assez récurrente de la forme :

$$SMD \propto \sigma^a \nu^b \dot{m}^c \Delta P^d \quad (1.42)$$

Pour palier à ce manque, Lefebvre a proposé une approche alternative pour l'estimation des tailles moyennes de gouttes dans le cas des injecteurs tourbillonnaires à pression. Cette approche se base sur le fait que la désintégration du film liquide n'est pas simplement la conséquence de l'action seule des forces aérodynamiques externes mais doit être le résultat de la turbulence et des autres forces perturbatrices agissant au sein du liquide [80]. Pour simplifier le problème il est alors commode de diviser le processus d'atomisation en deux étapes :

- Etude de la génération des instabilités de surface dues aux effets combinés des forces hydrodynamiques et aérodynamiques (la vitesse relative du liquide par rapport au gaz ambiant joue un rôle important sur le développement d'ondes à la surface du film [104][86]).
- Dislocation de la nappe en ligaments puis en gouttes.

Suivant cette stratégie, Wang et Lefebvre (1987) ont suggéré d'écrire l'équation du SMD sous la forme $SMD = SMD_1 + SMD_2$ où :

- SMD_1 dépend du nombre de Reynolds de la nappe liquide (évaluation des forces perturbatrices présentes dans le liquide) et du nombre de Weber (qui gouverne le développement des vagues de capillarité sur la surface du liquide) :

$$SMD_1 \propto t \left(Re_0 \sqrt{We_0} \right)^{-x} = Oh_0^{-x}$$

- SMD_2 dépend du nombre de Weber qui dirige l'amplification des ondes jusqu'à la désintégration.

L'approche de Wang et Lefebvre est d'autant plus intéressante qu'elle intègre les effets de l'épaisseur de la nappe et de l'ouverture du cône.

De leur côté, Couto et al.[34] ont tenté de développer une formule théorique générale qui décrit convenablement les injecteurs à pression avec swirl (avec la prise en compte d'une grande gamme de tensions superficielles et de viscosités). Cette formulation se base sur les résultats obtenus pour les films liquides plans et minces et sur le mécanisme de Rayleigh (qui privilégie l'action de la tension de surface, ie. le nombre de Weber est petit) ; elle est appliquée à un film liquide conique tournant suivant les conditions :

- le film conique possède un rayon de rupture (apparition des ligaments) beaucoup plus grand que son épaisseur.
- l'amplitude de toute ondulation est beaucoup plus petite que le diamètre du cône.
- la longueur d'onde d'une ride se formant sur le film augmente jusqu'à qu'elle soit égale au rayon d'un ligament.

Cette étude a aboutie à une expression intéressante de la taille des ligaments formés [34] :

$$d_L = 0,9615 \cos \theta \left(\frac{t^4 \sigma^2 \cos^2 \theta}{U^4 \rho_g \rho_l} \right)^{\frac{1}{6}} \left[1 + 2,6 \mu \cos \theta \left(\frac{t^2 \rho_g^4 \bar{U}^7}{72 \rho_l^2 \sigma^5 \cos^8 \theta} \right)^{\frac{1}{6}} \right]^{0,2} \quad (1.43)$$

Et l'application du critère de Rayleigh donne une estimation de la taille de goutte formée par désintégration du ligament $d_{goutte} = 1,89.d_L$

1.6.3.2 La distribution de tailles

Le spray est constitué comme suit [129, 139] :

- les plus grosses gouttes se trouvent en périphérie du spray et ont une inertie importante.
- les plus petites gouttes sont transportées par un écoulement d'air axial généré par le spray.

La distribution de tailles de gouttes la plus usuelle est celle établie par Rosin et Rammler en 1933. Le paramètre le plus intéressant de cette formulation est q qui donne une mesure de l'étalement des tailles : plus q est important, plus le spray est uniforme.

Chen et al. ont montré que si une augmentation de la pression d'injection diminue la taille moyenne des gouttes, elle induit un élargissement de la distribution des tailles (diminution de q).

La géométrie interne de l'injecteur semble aussi jouer un rôle et logiquement les dimensions de l'orifice de sortie apparaissent comme les facteurs les plus influents. Ainsi, une augmentation du rapport l_0/d_0 induit une augmentation sensible de q [21].

1.7 Formation du spray combiné dans le cas de l'injecteur à double débit

Il est établi que la conception d'un injecteur double-débit passe par l'étude séparée des deux circuits. Par contre certaines précautions doivent être prises lors de l'intégration du circuit primaire par rapport au circuit secondaire. Bayvel [10] explique que c'est principalement la position relative des deux orifices de sortie qui affecte la qualité et l'angle du spray global produit. Il définit cet angle comme :

$$\cos(2\theta_{equ}) = \frac{\bar{u}_1 \dot{m}_1 \cos(2\theta_{max1}) + \bar{u}_2 \dot{m}_2 \cos(2\theta_{max2})}{\bar{u}_1 \dot{m}_1 + \bar{u}_2 \dot{m}_2} \quad (1.44)$$

où les indices 1 et 2 sont respectivement relatifs au circuit primaire et au circuit secondaire.

A partir des résultats d'une étude russe, il montre que le changement de cette position peut affecter la fonction $2\theta_{equ} = f(\Delta P_{inj})$, où ΔP_{inj} est la pression d'injection pour l'injecteur. Pour certaines positions optimales, cet angle global peut rester insensible aux variations de la pression d'entrée. Pour Lefebvre, il faut éviter que le spray primaire n'interfère soit avec l'orifice de sortie secondaire, soit avec le spray secondaire à l'intérieur de l'embout [81] : la géométrie de l'injecteur doit favoriser l'indépendance des deux nappes liquides afin de conserver l'efficacité de chaque circuit. Ainsi, lors de la définition du circuit secondaire, une attention toute particulière doit être prise afin que la géométrie de l'embout induise un trou d'air qui soit de dimensions plus larges que celles de l'orifice de sortie du circuit primaire. Dans le cas contraire, il y aurait mélange incontrôlable des deux écoulements.

Néanmoins, la mise en place de l'écoulement secondaire est une plage critique de fonctionnement du moteur.

L'ouverture progressive de la valve s'accompagne de faibles débits : la forme que prend le liquide éjecté est beaucoup plus proche du filet de liquide que d'un cône creux pleinement

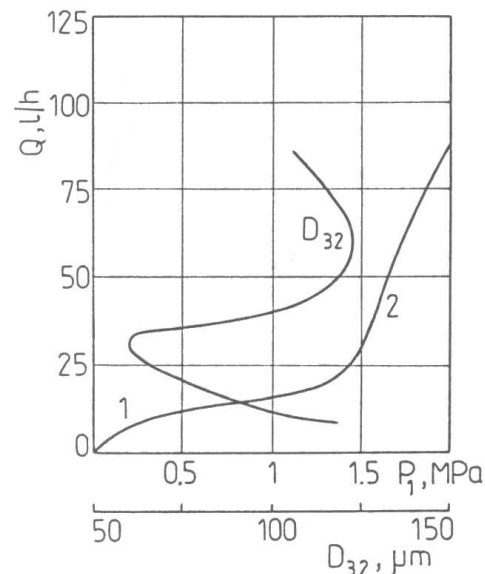


FIG. 1.20 – Evolution du SMD lors de l'ouverture du circuit secondaire - La courbe 1 marque le fonctionnement seul du circuit primaire. Pour une pression d'injection donnée, le circuit secondaire est alimenté (courbe 2) ce qui induit une dégradation passagère du SMD global - Références : [10]

établi, entraînant une dégradation notable de la qualité du spray (voir figure 1.20). Cependant, Jasuja relativise le problème en expliquant que la distribution globale spatiale peut n'être que très faiblement modifiée [63] puisqu'elle reste imposée par l'importante énergie du spray primaire. Dans tous les cas cette zone critique est une zone transitoire dans le fonctionnement du moteur et elle doit être minimisée au maximum.

Hors zone critique, le spray secondaire est pleinement développé. Ayant un angle de cône plus grand que celui du spray primaire, la coalescence des deux sprays est évitée : l'injecteur rentre alors dans sa plage correcte de fonctionnement

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, les différentes caractéristiques définissant les injecteurs étudiés sont présentées. Parmi elles, l'épaisseur du film liquide en sortie d'injecteur, l'angle de cône maximal et le coefficient de vitesse doivent faire l'objet de toutes les attentions puisqu'ils conditionnent à eux trois la structure et la finesse de la granulométrie du spray. D'autre part, que ce soit à partir des différentes théories exposées ou des quelques expériences fondamentales citées, il apparaît que l'ensemble des paramètres définissant les performances des simplex dépendent de la géométrie interne de l'embout et des propriétés du liquide utilisé comme l'illustre le diagramme de synthèse 1.21. Ils sont en effet directement liés à la structure et au champ de vitesse de l'écoulement interne. Or cet écoulement est directement conditionné par la géométrie interne et par les effets hydrodynamiques qu'elle peut induire (pertes de charges importantes, effets visqueux, instationnarité, ...). Toute modification impose un bouleversement de cet écoulement et par réaction une modification importante et globale du spray.

Le rapport des diamètres D_s/d_0 , le nombre adimensionnel K et la forme du swirler sont désignés comme étant les éléments les plus influents. Même si elles jouent un rôle moindre, les autres dimensions restent néanmoins une source réelle de modification.

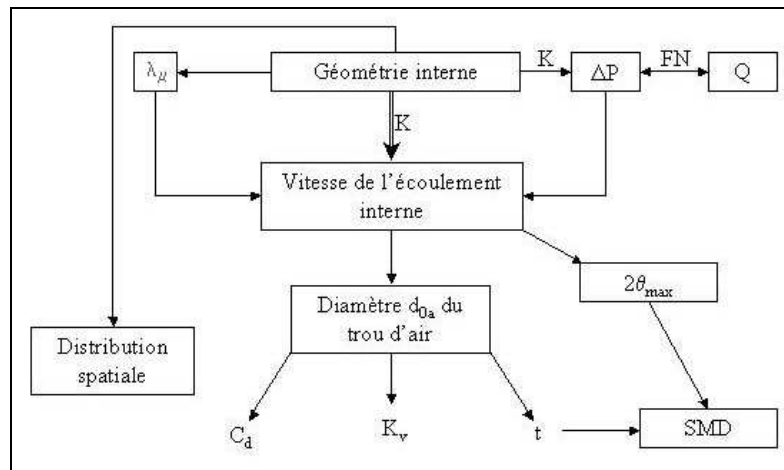


FIG. 1.21 – Influence de la géométrie de l'injecteur sur les caractéristiques d'un spray produit par un injecteur tourbillonnaire

Des études comme celles menées par Benjamin et al. [135] ou par Yule et al. [30] fournissent une première vision concrète de la structure complexe de l'écoulement. Mais en contre partie elles soulèvent de nouvelles questions concernant les phénomènes instationnaires qui l'animent, le rôle de la turbulence ou l'impact réel de certains éléments géométriques.

Chapitre 2

Méthodes pour la conception des injecteurs - Corrélations

2.1 Introduction

Les premières études réalisées sur l'écoulement interne ont mis en lumière l'importance de certains paramètres tant géométriques qu'opérateurs. Certains de ces facteurs ont fait l'objet d'une grande attention parce qu'ils apparaissent comme fondamentaux : c'est le cas des rapports géométriques D_s/d_0 , l_0/d_0 et L_s/D_s , du nombre de swirl $S = \frac{\pi}{4K}$ et de la viscosité du liquide. L'ensemble des données recueillies a permis alors de construire des corrélations très correctes mais limitées aux cas étudiés. D'autre part, d'autres éléments ont subi très peu de tests, parce qu'ils sont soit difficiles à caractériser, soit spécifiques à une conception d'injecteur donnée. Ainsi, beaucoup de zones d'ombre persistent en ce qui concerne les différentes géométries envisageables au niveau du convergent, l'intérêt possible d'un divergent en sortie, ou encore l'influence des méthodes de mise en rotation, etc. D'autre part, nous avons remarqué que certaines caractéristiques du spray produit sont difficilement contrôlées (angle du spray, homogénéité du spray, interaction entre les deux circuits de carburant pour un injecteur double-débit), ce qui nécessite une approche plus centrée sur ces difficultés. Actuellement, il est devenu envisageable d'étudier concrètement l'influence de tous ces paramètres grâce aux progrès des techniques de mesure et de visualisation relayées par les modèles numériques. La compréhension et l'optimisation de la production de sprays par des injecteurs tourbillonnaires à pression est donc d'actualité. L'application industrielle impose néanmoins de prendre beaucoup de précautions sur le plan de la faisabilité et de la mise en forme, et bien entendu sur le plan économique. En ayant en mémoire le cahier des charges type dressé en introduction, ce chapitre a pour but de donner un état de l'art des injecteurs tourbillonnaires à pression d'un point de vue technologique. Ainsi, dans ce chapitre, nous donnons les principales influences de la géométrie et des conditions opératoires sur la génération d'un spray à ce stade de notre étude. De la même manière, les principales lacunes (comprendons par là les options technologiques marginales ou complémentaires) seront répertoriées. Ensuite, sur la base de toutes ces connaissances, les principales corrélations établies depuis 50 ans seront citées.

2.1.1 Influence de la pression d'injection

- *Le coefficient de débit :*

Lorsque la nappe liquide conique est pleinement développée, le coefficient de débit devient indépendant des conditions d'injection. Pour une valeur de la pression ΔP donnée, il atteint une valeur asymptotique qui marque l'apparition d'une zone de stabilité (ou plage de fonctionnement).

- *L'angle maximal du cône :*
Lorsque le cône est pleinement développé, son angle d'ouverture devient indépendant de la pression. La zone de stabilité de 2θ semble débiter plus tardivement que celle du coefficient de débit [46]. Par contre, l'angle efficace du spray s'améliore avec une augmentation de la pression (augmentation des forces d'inertie favorisant la pénétration du spray).
- *L'épaisseur du film liquide en sortie d'injecteur :*
L'épaisseur t est liée au coefficient de débit parce que tout deux dépendent de la taille du trou d'air. La zone de stabilité de l'épaisseur est identique à celle de C_d .
- *La distribution spatiale des gouttes :*
La distribution spatiale s'améliore logiquement avec l'augmentation de la pression d'injection.
- *La distribution de taille de gouttes :* Même si l'épaisseur du film devient indépendante de la pression lorsque le spray est pleinement développé, l'augmentation de vitesse imposée par un accroissement de la pression induit une évolution constante du SMD vers les petites tailles.

2.2 La géométrie interne de l'injecteur

2.2.1 Le swirler et la chambre de swirl

Le swirler est à plusieurs titres un élément essentiel dans la génération de la nappe liquide. En étant à l'origine de la mise en rotation et de la prise de vitesse du liquide (par conversion, à travers les fentes, de la pression imposée en entrée en énergie cinétique), il influe sur le coefficient de débit et sur la structure même de la nappe puis du spray. Les différents types de swirlers présentés précédemment sont en effet susceptibles d'influencer à plus ou moins grande échelle les caractéristiques de l'écoulement interne : la méthode de la mise en rotation conditionne l'intensité du swirl (donc les champs de vitesse) et la qualité de la nappe (distribution spatiale). Pour ce dernier cas, des facteurs géométriques (longueur de la chambre et du convergent, nombre de fentes d'entrée) peuvent entraîner une faible homogénéisation de l'écoulement. Dans ce cas, l'épaisseur de la nappe liquide produite devient très fluctuante entraînant une désintégration très inégale. Au résultat, la distribution "circumférentielle" de la nappe sera très pauvre [24] avec les conséquences néfastes sur la qualité de la combustion que cela entraîne. Globalement, il est important de minimiser l'"empreinte" des fentes du swirler dans l'écoulement interne ce qui nécessite un espace de mélange minimal pour réduire les effets inertiels.

2.2.1.1 La chambre de swirl

La chambre de swirl, alimentée par les fentes du swirler, apparaît donc comme un espace tampon qui a pour vocation la bonne préparation de l'écoulement interne avec le développement du trou d'air axial. Selon le choix du swirler, ses dimensions et les conditions d'utilisation, la chambre de swirl peut être plus ou moins grande afin de canaliser au mieux les jets liquides issus de chaque fente et de permettre une homogénéisation globale correcte de l'écoulement, tout en limitant les pertes d'énergie par frottement. Les dimensions de la chambre de swirl $\frac{L_s}{D_s}$ sont donc le résultat de ce compromis :

- $\frac{L_s}{D_s}$ doit être pris petit afin de limiter les pertes d'énergie cinétique par frottement (en fonction des fluides utilisés et de leurs propriétés physiques). Lefebvre cite une étude de Carlisle montrant que l'influence de ce rapport sur les principales caractéristiques du spray se fait ressentir pour une valeur de ce paramètre supérieure à 1.5 [81].
- L_s doit être suffisamment grand pour favoriser la coalescence des jets formés par le swirler.

2.2.1.2 Les swirlers

Les injecteurs double-débit "Hispano Suiza" utilisent des géométries de swirler différentes pour chaque circuit. Même si le rôle de chaque swirler est identique, certaines particularités doivent néanmoins être prises en compte :

Le swirler à fentes hélicoïdale : Ce type de swirler est classiquement utilisé pour les injecteurs coaxiaux des moteurs à propergols liquides [102] et comme swirler secondaire pour les injecteurs à double débit [122, 130, 101]. Sa structure en hélice est particulièrement intéressante car elle permet d'optimiser la géométrie globale de l'injecteur en intégrant le swirler secondaire sur l'embout primaire. L'utilisation de géométries coniques est aussi une solution efficace à ce problème. L'adaptation de ces swirlers relativement longs implique l'emploi d'une chambre de swirl très courte voire inexistante. Or même s'ils dirigent idéalement la mise en rotation du fluide, la coalescence correcte des différents jets issus de chaque fente ne peut alors uniquement se réaliser que dans le convergent et l'orifice de sortie. Une distribution de qualité doit donc passer par un compromis entre perte de vitesse par frottement et sortie d'injecteur suffisamment longue pour permettre une parfaite homogénéisation de l'écoulement interne. La position des fentes et surtout leur direction peuvent être modifiées afin de régler l'intensité du swirl pour une application donnée tout en maîtrisant le risque potentiel de perturber l'ensemble de l'écoulement interne.

La fabrication de ces pièces demande, comme pour le reste de l'injecteur, un certain soin. Ainsi, la méthode de fraisage des fentes hélicoïdales est susceptible d'induire quelques modifications au niveau de la mise en rotation du liquide. En effet, selon que la fente soit fraisée suivant une ligne droite ou suivant une trajectoire hélicoïdale (méthode qui préserve un diamètre hydraulique d_p constant le long de la rainure), l'aire totale efficace des fentes peut singulièrement varier entraînant ainsi une modification des caractéristiques de l'injecteur. Des fentes trop complexes vont favoriser les contractions de l'écoulement du fluide à leur traversée et augmenter les pertes de charge d'entrée. Il en résulte d'importantes perturbations du champ de vitesse initial.

Le swirler plat (ou à fentes tangentielles) La rotation est induite par des fentes disposées tangentiellement qui imposent au liquide une entrée azimuthale dans la chambre de swirl. A dimensions égales, ce swirler est celui qui favorise le plus la mise en rotation du fluide. Un moment tangentiel élevé est facilement atteint lorsque le diamètre hydraulique d_p de chaque fente est très petit comparé au diamètre de la chambre de swirl D_s et que la longueur l_p de chaque fente est suffisante. Si ceci n'est pas le cas, le fluide peut pénétrer dans la chambre de swirl de façon beaucoup plus radiale que tangentielle et ce comportement peut être exacerbé avec l'augmentation de la pression d'injection qui accentue la contraction du jet d'entrée (voir figure 2.1). Globalement, il est important que la direction du liquide coïncide avec la direction de l'axe de la fente afin que les jets d'entrée affectent le moins possible la rotation globale du liquide dans la chambre¹. Pour un injecteur de petite taille (cas des injecteurs primaires), un diamètre des fentes du swirler du même ordre de grandeur que celui de la chambre de swirl, peut entraîner à haute pression un bouleversement important de l'injection : le liquide ne pouvant plus suivre le chemin hélicoïdal classique d'un écoulement swirlé, le trou d'air disparaît et l'injecteur produit alors un simple jet [46].

La disposition des fentes au niveau du swirler peut de la même façon perturber grandement l'injection : lorsque les fentes ne sont pas tangentielles à la chambre de swirl (voir figure 2.2) mais légèrement décalée vers l'axe, l'intensité du swirl et avec elle l'efficacité de l'injecteur,

¹L'angle γ donné sur la figure 2.2 est appelé "angle d'empiètement" et est tel que $\cos\gamma = \frac{D_s - 2d_p - 2\xi}{D_s}$

diminuent fortement parce que, d'une part, le champ de vitesse initial est modifié selon :

$$\frac{w_i}{W_i} = 1 - \left(\frac{d_p + 2\xi}{D_s} \right)$$

Si l'on ne néglige pas les contractions de l'écoulement qui apparaissent au niveau des fentes, il faut corriger cette dernière équation et écrire :

$$\frac{w_i}{W_i} = 1 - \left(\frac{l_p + 2\xi}{D_s} \right) \frac{1}{C_{Df}}$$

avec $C_{Df} = \frac{Q\sqrt{\rho l}}{A_p\sqrt{2\Delta P}}$, le coefficient de débit du swirler.

D'autre part, les jets issus de chaque fente s'impactent les uns les autres ce qui peut compromettre la stabilité de l'écoulement interne et du trou d'air.

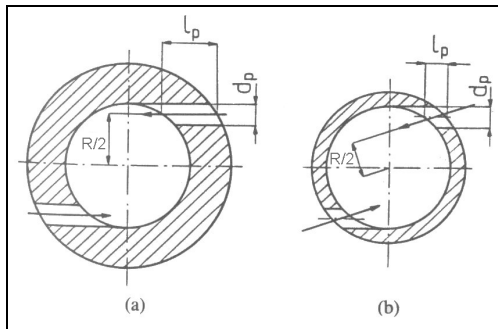


FIG. 2.1 – Influence de la longueur des fentes d'entrée - $\frac{R}{2} = \frac{D_s - d_p}{2}$. D'après [10]

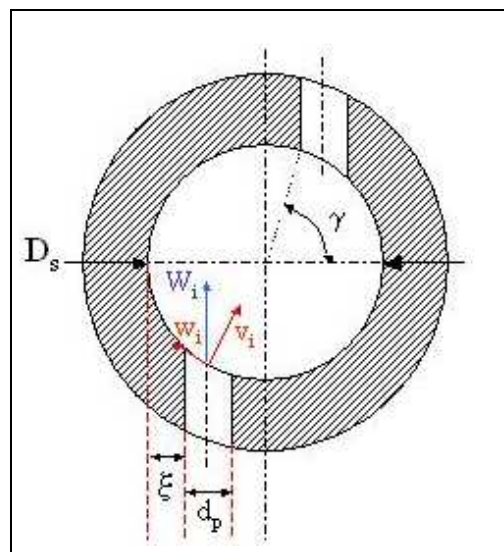


FIG. 2.2 – Mise en rotation du liquide : influence de la position de la fente sur le champ de vitesse initial - Dans ce cas, $R = D_s - d_p - 2\xi$

Cependant, toutes ces précautions sont remises en cause si le débit du circuit n'est pas correctement et équitablement distribué entre chaque fente. L'ensemble de la géométrie d'arrivée du kérosène aux entrées de l'embout doit faire l'objet d'une attention particulière : il est en effet nécessaire d'éviter tout phénomène perturbateur tel que la cavitation ou le "coking" qui pourrait modifier les conduites et par conséquent altérer de façon incontrôlable les caractéristiques de l'injecteur.

2.2.2 Forme du convergent

Le changement de section entre chambre de swirl et orifice de sortie entraîne d'une part, une importante augmentation de la vitesse axiale de l'écoulement et d'autre part, le mélange des différentes structures hydrauliques qui se sont développées en amont. La géométrie de ce rétrécissement est caractérisée par :

- le rapport D_s/d_0 qui dicte l'amplitude de l'accélération axiale et l'amincissement de la nappe. L'augmentation de ce rapport de diamètres entraîne l'augmentation de la chute de pression au niveau du convergent qui se traduit par une accélération du liquide.

- Sa forme :

Plusieurs équipes ont testé expérimentalement différentes formes de rétrécissements entre chambre de swirl et orifice de sortie [60][30][102] (des convergents à paroi plane ou convexes et d'angles d'ouverture compris entre 45° et 90°). Les résultats montrent assez clairement que la structure de l'écoulement interne s'adapte à chaque forme de convergent en fonction du rapport D_s/d_0 : dans une certaine mesure, la force centrifuge prévient toute contraction du liquide au niveau des changements de direction, en particulier en entrée de l'orifice de sortie. En conséquence, l'influence de la forme du convergent s'avère plus probante pour des rapports faibles l_0/d_0 . Dans tous les cas, un rétrécissement convergent et convexe est la solution qui permet de perdre le moins d'énergie cinétique de swirl [60] alors que la solution cylindrique² apparaît comme la plus contraignante. Cette dernière remarque est par ailleurs confirmée par Chinn et al. et les études menées par Holtzclaw et al. [30, 59] qui ont mis en évidence une structure d'écoulement beaucoup plus complexe dans ce dernier cas.

Les quelques résultats existants dans la littérature s'accordent sur le fait que l'ouverture du convergent a quelques effets sur les performances globales du spray : une augmentation de l'angle 2α se traduit par une faible diminution de C_d et une petite augmentation de l'angle de la nappe³. L'interprétation de cette tendance se base sur la diminution de la longueur du convergent avec l'augmentation de l'angle, induisant une diminution des frottements visqueux [10]. Cette tendance sera donc exacerbée avec l'augmentation de la viscosité du fluide. Finalement, le choix de la géométrie du rétrécissement dépend donc d'un compromis entre plusieurs facteurs : le rapport l_0/d_0 , la minimisation des parois mouillées (réalisée en considérant un angle d'ouverture grand) et l'optimisation de l'écoulement interne.

2.2.3 L'orifice de sortie

Etant le lieu où le liquide atteint son maximum de vitesse avant d'être éjecté, l'orifice de sortie semble être l'élément géométrique le plus critique. Comme les pertes dues à la viscosité sont potentiellement importantes dans cette zone de grande vitesse, la tendance habituelle consiste à minimiser le rapport l_0/d_0 dans la limite des possibilités de fabrication [81, 10] (Voir figure 2.3).

La forme finale de l'embout est un autre paramètre qui peut affecter significativement la nappe liquide formée. Malgré le manque de données sur ce sujet, il faut remarquer que beaucoup d'injecteurs réels affichent une géométrie finale constituée par un évasement avec un contour divergent. C'est en particulier le cas des deux embouts constituant l'injecteur Hispano Suiza. De rares résultats s'accordent pour dire qu'une telle sortie d'embout peut influencer dans une certaine limite :

- l'angle du cône : la nappe liquide formée dans l'injecteur est plaquée sur la paroi sous l'effet de la force centrifuge jusqu'à la sortie. Le divergent peut alors jouer le rôle de guide pour la nappe lui imposant de cette façon un angle d'ouverture donné⁴.
- la structure de l'écoulement interne [89].
- les caractéristiques du film liquide (épaisseur et vitesses) [93].

Cependant ces modifications semblent très faibles même si une quantification concrète des effets n'a pas encore été réalisée.

²Soit un convergent d'angle $2\alpha = 180^\circ$

³Tendance décelable pour un angle de convergent $2\alpha > 90^\circ$

⁴Cette hypothèse reflète le point de vue du Professeur V.Bazarov de l'institut d'aéronautique de Moscou, avec qui nous avons abordé le sujet.

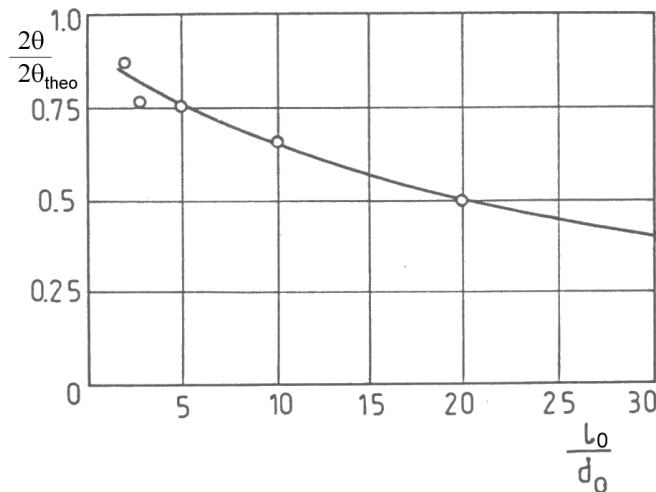


FIG. 2.3 – Influence du rapport l_0/d_0 sur l'angle de la nappe (tiré de [10])

2.2.4 Synthèse

- *Le nombre d'écoulement FN* est sensible à :
 - Une augmentation de l'aire totale des fentes du swirler.
 - Une augmentation du diamètre de l'orifice de sortie.
 - A la variation importante des longueurs de la chambre de swirl et de l'orifice de sortie.
- *Le champ de vitesse* est sensible à :
 - L'aire totale des parois mouillées (frottements) [81].
 - La mise en rotation du liquide caractérisée par le nombre $K = \frac{\pi}{4S}$ (choix du swirler et des dimensions d'entrée).
 - La forme du convergent et de l'orifice de sortie.
- *Le coefficient de débit* est sensible à :
 - Au nombre K : un K grand implique une augmentation de C_d (Références : données Hispano Suiza et [7, 81]).
 - Les dimensions de l'orifice de sortie.
 - La pression d'injection ΔP .
 - La forme et l'ouverture du convergent (dans une moindre mesure).
- *L'angle maximal du cône liquide* est influencé par :
 - Le rapport des vitesses de sortie \bar{w}_0/\bar{u}_0 [81].
 - Les dimensions de l'orifice de sortie l_0/d_0 (une augmentation de ce rapport géométrique induit un accroissement des pertes par frottement et une diminution de la vitesse tangentielle globale)[10, 109, 23].
 - La forme de la sortie de l'injecteur (Influence possible d'un divergent).
 - La forme du convergent. [102][89].
- *La distribution spatiale des gouttes* est sensible à :
 - A la géométrie de l'embout final (rapport l_0/d_0) (Bon compromis pour un rapport l_0/d_0 avoisinant 2 [24]).
 - Aux nombres de fentes du swirler. D'après Lefebvre et al., le nombre de fentes doit être supérieur à 2, mais ceci dépend fortement du type de swirler utilisé [10, 98].

- A l'état de surface des parois internes (rugosité et imperfections)[103].
- Aux défauts de fabrication. Le degré d'excentricité entre la chambre de swirl et l'orifice de sortie final et la qualité de l'orifice de sortie sont des paramètres très importants [10].
- *L'épaisseur du film liquide en sortie d'injecteur* est influencé par :
 - Le nombre K qui définit le champ de vitesse tangentielle (centrifugation).
 - L'aire totale des parois mouillées (frottements) [124]
 - les dimensions de la géométrie finale (convergent et orifice de sortie).
- *La distribution de taille de gouttes* est influencée par :
 - L'épaisseur du film liquide en sortie t et par la vitesse de ce film \bar{U} .

2.3 Les conditions opératoires

2.3.1 Les propriétés du liquide

Les propriétés du liquide injecté impliquées dans le phénomène d'atomisation sont la densité, la tension de surface et la viscosité. Elles affectent le processus d'atomisation parce qu'elles jouent un rôle important au niveau des processus élémentaires de la désintégration de nappe et de la formation des ligaments, mais aussi au niveau de l'hydrodynamique interne de l'injecteur. Aux vues des principales études menées sur l'influence des propriétés du fluide sur l'écoulement interne d'un injecteur à swirl, seules la viscosité et la densité du fluide jouent un rôle prédominant sur l'architecture du spray. Dans le cas de la tension superficielle, son influence n'est détectable qu'au niveau de la désintégration de la nappe liquide. En effet, elle joue un rôle important sur l'évolution du SMD et de la distribution de taille tout en sachant que l'influence qu'elle peut avoir sur l'épaisseur du film liquide en sortie d'embout est négligeable [107]. De même, Wang et Lefebvre ont montré que la tension de surface n'a aucun effet appréciable sur l'angle du cône.

2.3.1.1 Influence de la viscosité

Comme nous l'avons vu précédemment, la viscosité du fluide est particulièrement influente lors de la génération d'un spray : c'est un des éléments les plus actifs qui s'opposent à l'atomisation. Cependant, la viscosité participe tant à la désintégration de la nappe qu'au développement de l'écoulement interne. Les frottements visqueux à la paroi détériorent l'efficacité du processus de conversion de la pression d'injection en énergie cinétique induisant un épaissement de la nappe liquide en sortie : l'ensemble des profils de vitesse est affecté et la vitesse globale diminue [8]. Cette influence de la viscosité est vraiment mise en valeur dans des géométries petites (de quelques millimètres de long). Au final, nous avons pour :

- *Le coefficient de débit* : Le ralentissement global de l'écoulement interne entraîne un épaissement du film liquide en sortie induisant une augmentation du C_D .
- *L'angle du cône* : en raison du ralentissement de l'ensemble de l'écoulement interne, l'angle du cône diminue avec l'augmentation de la viscosité du fluide (Selon Giffen et Massey (1950), $\tan \theta = \nu_L^{-0,131}$) [22].
- *La distribution de taille de gouttes* : Le SMD est très affecté par une augmentation de la viscosité.
- *L'épaisseur de nappe* : Une augmentation de la viscosité tend à épaissir le film liquide ($t \propto \mu^{0,25}$ [107]).
- *Distribution spatiale* : La viscosité a une faible influence positive sur la distribution spatiale [24] qui croît avec la diminution du rapport l_0/d_0 .

2.3.1.2 Influence de la densité

La densité du fluide est une donnée importante qui conditionne le débit du liquide qui traverse l'injecteur. De plus, elle joue aussi un rôle non négligeable au niveau des conditions de sortie de l'embout, de façon comparable à l'influence de la pression d'injection mais dans une moindre mesure [107].

2.3.1.3 Influence de la tension superficielle

Les effets de la tension superficielle ne se font sentir que lors de la désintégration de la nappe liquide, en accroissant la résistance du film. Une augmentation de la tension favorise donc l'apparition de gouttes de tailles moyennes élevées.

2.3.1.4 Remarque pratique : Implication du changement de type de kérosène

Les kérosènes les plus largement utilisés dans le monde des avions commerciaux sont le JP-4, le Jet A et le Jet A-1. Cependant dans des conditions difficiles (zones polaires ou de grand froid), d'autres kérosènes plus performants dans de telles conditions sont utilisés [74] comme par exemple le JP-8, kérosène moins volatil mais plus visqueux que le JP-4 [1]. Ainsi, le passage d'un kérosène à un autre implique une modification des propriétés physiques du fluide qui va être injecté, donc une modification notable des caractéristiques du spray produit. Cependant ces difficultés sont vrais seulement pour les démarrages à basse température pour lesquels le JP-8 est dix fois plus visqueux que le JP-4. Par contre dans les conditions de croisière, le rapport des viscosités étant nettement plus faible, les modifications du spray se minimisent (Figure 2.4).

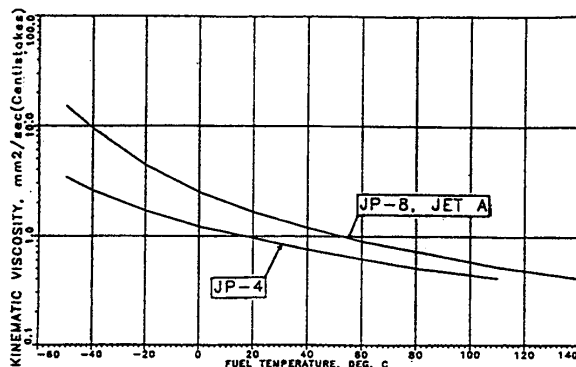


FIG. 2.4 – Evolution de la viscosité pour différents kérosènes

2.3.2 Conditions ambiantes

Les conditions ambiantes (pression et température) n'influencent que la forme et la granulométrie du spray.

- *L'angle du cône efficace* : De Corso et Kemeny ont souligné que la dépression qui se crée à l'intérieur du cône en raison de l'entraînement du gaz implique l'apparition d'une pression différentielle à travers le film liquide. L'intensité de cette différence de pression augmente avec l'accroissement de P_a ce qui entraîne un développement de la courbure du cône.
- *Le SMD* : Une augmentation continue de la pression extérieure P_a au-dessus de la pression atmosphérique s'accompagne d'une augmentation du *SMD* [65]. Les études

réalisées se rejoignent sur le fait que les effets observés sont dûs à la seule modification du nombre de Weber de la désintégration de la nappe.

- *La distribution de tailles* : le spray devient plus homogène en terme de diamètre moyen et de distribution de taille de gouttes (q augmente) avec un accroissement de la pression P_a .

2.4 Autres éléments d'influence

Une optimisation de la géométrie de l'injecteur est incontournable si l'on veut maîtriser le spray produit. Néanmoins, elle ne doit pas se faire au mépris de considérations physiques (cavitation, formation de gommages et de résidus carbonés) et technologiques (faisabilité, fragilité, état de surface, espace disponible) incontournables qui peuvent conduire à des compromis.

2.4.1 La cavitation

La cavitation est la formation de bulles de gaz ou de vapeur dans les régions de l'écoulement à basse pression statique [78]. Elle se quantifie grâce à l'introduction d'un nombre sans dimension appelé nombre de cavitation :

$$C = \frac{P_1 - P_2}{P_2 - P_v}$$

avec P_1, P_2, P_v , respectivement, la pression amont, la pression aval et la pression de vapeur saturante du fluide. La cavitation apparaît lorsque la pression locale devient égale à P_v . Classiquement, pour un kérosène, la pression de vapeur saturante est suffisamment faible pour être négligée :

$$C = \frac{P_1 - P_2}{P_2} = \frac{\Delta P_L}{P_2}$$

Un système hydraulique tel qu'un injecteur peut être générateur d'écoulements cavitants, qui vont induire des modifications au niveau des performances du spray. En effet, la formation de bulles puis leur entraînement par l'écoulement va modifier le débit et la qualité de l'atomisation. Ainsi, l'implosion des bulles peut conduire à une accélération incontrôlable de l'atomisation [81]. A long terme, la cavitation peut entraîner une érosion dangereuse des passages du fluide dans l'embout, induisant la fragilisation de l'injecteur et la modification notable de l'écoulement et donc des performances du spray. Certains tests menés par Hispano Suiza ont mis en évidence l'apparition de cavitation dans des embouts primaires. La localisation des sites cavitants est délicate. Cependant, d'après Ruiz et Chigier [110], la cavitation semble improbable dans la chambre de swirl lorsque l'écoulement est swirlé. Reste l'ensemble du dispositif de distribution du kérosène autour du swirler où certains angles vifs ou rétrécissements brusques peuvent induire des zones de dépression propres à caviter. Les dimensions d'un injecteur primaire et les importantes vitesses du liquide qui le traverse sont des arguments supplémentaires pour promouvoir la cavitation.

Pour se prémunir de ce phénomène instationnaire et particulièrement destructif, la géométrie de l'ensemble du système d'injection (arrivées de kérosène et embouts) doit être optimisée dans le but d'éviter tout site potentiellement cavitant en évitant au mieux les changements brusques de direction et les arêtes tranchantes dans les conduites du distributeur et au niveau de l'entrée du swirler [81].

2.4.2 Les aspects thermiques

Un injecteur utilisé dans une chambre de combustion aéronautique se trouve dans un milieu thermiquement hostile. La température peut avoisiner les 1000 K et la tête des injecteurs

subit d'importantes contraintes thermiques principalement sous forme de rayonnement. Les températures locales élevées qui peuvent alors apparaître dans l'embout favorisent la production de dépôts de gommages ou de carbone solide dans les passages du fuel (phénomène appelé "coking"). En encombrant le parcours du carburant dans l'injecteur, ces dépôts provoquent une diminution du débit et en conséquence une modification radicale de l'ensemble de l'écoulement interne [122][121]. La production de ces dépôts dépend de plusieurs facteurs :

- Température de surface des parois mouillées
- Temps de passage du fuel au niveau des parois chaudes
- Existence de zones de recirculation
- Stabilité thermique du fuel

Une expérience de la General Electric (GE) a montré que les problèmes de coking sont susceptibles d'apparaître au niveau des injecteurs "double-débit" types lorsque la température de paroi mouillée approche 480K, pour un kérosène classiquement utilisé dans le milieu de l'aéronautique civile. Ensuite tout dépend de la forme de l'écoulement et du temps de passage du fuel : les zones de recirculation qui se forment derrière des "marches" (modification brutale de la section) ou au niveau des coudes sont très défavorables puisqu'elles maximisent le temps de passage et par conséquent l'échauffement du kérosène. De plus, il est important de limiter ces fortes températures au niveau du seul embout : une température limite doit être respectée au niveau de l'entrée de l'injecteur afin de ne pas "contaminer" l'ensemble du circuit du fuel. Ainsi, Hispano Suiza recommande de ne pas dépasser 420K à l'entrée de ses injecteurs.

A partir de ces différentes remarques, une étude de GE sur l'optimisation thermique des embouts "double-débit" a montré les principales approches envisageables [122, 121] :

- Refroidissement actif de la tête de l'injecteur avec de l'air ou du fuel dans un circuit séparé.
- Amélioration de la géométrie de passage du fuel et des protections thermiques pour réduire la température de paroi mouillée.
- Traitement des surfaces de passage du fuel

Aux vues de ces remarques, il est incontournable d'intégrer les considérations thermiques dans le dimensionnement de la géométrie de l'injecteur, en particulier au niveau de l'architecture de la distribution du fuel des deux circuits vers les swirlers. L'étude de Stickle en est un parfait exemple. En effet, il s'est attaché à apporter d'importantes modifications géométriques à un "double-débit" F404 fabriqué par Textron afin de modifier positivement le champ de température de l'embout et d'éviter ainsi tout risque de "coking" ou de sur-échauffement du fuel au niveau de l'entrée de l'injecteur [122, 121].

2.4.2.1 Optimisation des circuits de kérosène

Pour le "double-débit", le circuit secondaire est le circuit le plus exposé au problème thermique en raison de la proximité de la paroi de l'embout. De plus, les températures de paroi mouillée les plus intenses sont obtenues au cours du régime de croisière et non lors de la phase de décollage où pourtant la température de l'air dans les compresseurs est maximale. En fait, c'est l'effet de refroidissement induit par un débit de carburant plus important au décollage qu'en vitesse de croisière qui est à l'origine de ce paradoxe : des vitesses d'écoulement du fuel trop faibles impliquent une diminution du coefficient de transfert thermique. Il est donc recommandé de [122] :

- Privilégier des passages de carburant droits et de faible section afin de :
 - Augmenter la vitesse du kérosène
 - Augmenter les coefficients de transfert thermique
 - Réduire le temps de passage du kérosène
 - Réduire les températures de paroi
- Éviter les "marches" et les coudes sur le trajet du kérosène qui :
 - Génèrent des zones de recirculation où le fluide tend à stagner d'où une diminution des

coefficients de transfert se traduisant par une forte augmentation de la température de paroi.

- Favorisent l'émergence de sites d'initiation du "coking".
- Favorisent l'accumulation de gommages et autres débris issus du "coking" qui tendent à modifier au final l'écoulement interne de l'injecteur.

Il est envisageable aussi d'utiliser des céramiques ou d'autres matériaux isolants pour renforcer la protection thermique des embouts, impliquant naturellement un accroissement important des coûts de développement et de fabrication.

De telles solutions sont réservées à des systèmes d'injection placés dans des environnements hostiles, où les températures atteignent des valeurs très élevées.

2.5 Synthèse générale

Cette dernière partie regroupe plusieurs tableaux donnant une synthèse des différentes influences tant géométriques qu'opératoires sur les performances d'un injecteur tourbillonnaire type "simplex". De la même façon, nous avons répertorié, par paramètre d'injection, les principales corrélations relevées dans la littérature.

→
Une augmentation de ...

	μ	ρ_l	σ
C_d	\simeq	\simeq	
t	+	-	
2θ	--	+	
SMD	++	-	++
K_v	-	+	
Dist. spatiale	+		

FIG. 2.5 – Effets des propriétés du fluide [40, 81, 107, 23, 98, 22, 7]

→
Une augmentation de ...

	ΔP	ρ_g	P_a
C_D	\simeq		
t	-		
2θ	+*		$2\theta_{eff} : -*$
SMD	--	-	+
Dist. spatiale	++		

FIG. 2.6 – Effets des conditions opératoires [65, 64, 81, 99](* : tend vers une asymptote)

→
Une augmentation de ...

	K	d_0	l_0	d_p	D_s/d_0	l_0/d_0	L_s/D_s	A_p	L_s	Rugosité de la paroi	Convergent	Divergent	N
C_D Coefficient de débit	++	-		+	+	+	\approx	+	\approx	sensible	-	?	Pour $N > 2$ Aucune influence
2θ Angle maximal	---*	+	-	-	+/-	-	\approx	-	\approx		\approx	?	
t Epaisseur du film	++	+	-	+	-	+	+	++			+	?	
SMD (ou D_{32})		+	\approx	++	$D_s : -$	+	-/+	+	\approx		\approx	?	
K_v Coefficient de vitesse	+++*	---		+	$D_s : -*$			++			?	?	
FN Nombre d'écoulement	++	--	\approx	++	$D_s : --$			+	\approx		?	?	
u Vitesse axiale	--						\approx	-			?	?	
w Vitesse swirl							\approx	-			?	?	
Qualité de la distribution spatiale						+/-				--	?	?	++

TAB. 2.1 – Influences de chaque paramètres sur les caractéristiques de l'écoulement et du spray (chaque signe indique la tendance d'évolution de ces caractéristiques (* : tend vers une asymptote ; -/+ ou +/- : il existe un extremum))

Auteurs	Corrélation	Remarques
Radcliffe	$SMD = 7.3\sigma^{0.6}\nu^{0.2}\dot{m}^{0.25}\Delta P^{-0.4}$	Pas d'influence des dimensions de l'embout ou des propriétés de l'air
Jasuja	$SMD = 4.4\sigma^{0.6}\nu^{0.16}\dot{m}^{0.22}\Delta P^{-0.43}$	Pas d'influence des dimensions de l'embout ou des propriétés de l'air
Babu	$SMD = 133 \frac{FN^{0.64291}}{\Delta P^{0.22565} \rho_l^{0.3215}}$	Pour $\Delta P < 2.8MPa$
	$SMD = 607 \frac{FN^{0.75344}}{\Delta P^{0.19936} \rho_l^{0.3767}}$	Pour $\Delta P > 2.8MPa$
Lefebvre	$SMD = 2.25\sigma^{2.25}\mu^{0.25}\dot{m}^{0.25}\Delta P^{-0.5}\rho_{air}^{-0.25}$	
Wang et Lefebvre	$SMD = 4.52 \left(\frac{\sigma\mu^2}{\rho_A\Delta P^2} \right)^{0.25} (t \cos \theta)^{0.25} + 0.39 \left(\frac{\sigma\rho_l}{\rho_{air}\Delta P} \right)^{0.25} (t \cos \theta)^{0.75}$	Inclus les effets de l'angle de cône Bonne estimation pour les liquides à faibles viscosité et tension de surface.
Kennedy	$SMD = 10^{-3}\sigma \left(6,11 + 0,32.10^5 FN \sqrt{\rho_l} - 6,973.10^{-3} \sqrt{\Delta P} + 1,89.10^{-6} \Delta P \right)$	
Dombrowski et Tahir	$SMD = 8774 \left(\frac{FN^{0,248} \mu^{0,152}}{\Delta P^{0,376}} \right)$	Pas d'influence des propriétés de l'air

TAB. 2.2 – Synthèse des corrélations pour le SMD

Auteurs	Corrélation	Remarques
Tanasawa et Kobayasi	$C_d = 1 - \frac{2}{\pi} \arctan \left(2.3 \left\{ \frac{(4/\pi)K+1.2}{[(4/\pi)K+1]^2-1} \right\} e^{-0.12(D_s/\sqrt{NA_p})} \right)$	(1955)
Kato	$C_d = \frac{0.82}{5.9 \left(\frac{d_0}{4(\frac{NA_p}{\pi})^{0.5}} + 1 \right)}$	Analyse adimensionnelle [68]
Jones	$C_d = 0.45 \left(\frac{d_0 \rho_l U_{theo}}{\mu} \right)^{-0.02} \left(\frac{l_0}{d_0} \right)^{-0.03} \left(\frac{L_s}{D_s} \right)^{0.05} \left(\frac{A_p N}{D_s d_0} \right)^{0.52} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{0.23}$	Test de 160 injecteurs réels (1982)
Doumas et Laster	$C_d = \frac{\delta \sqrt{1-\delta}}{\sqrt{1-\delta + (\frac{\pi \delta}{4K})^2}} \text{ avec } \frac{\pi^2}{32K^2} \delta^3 - \delta^2 + 2\delta - 1 = 0$	Théorie du fluide parfait ($X = 1 - \delta$)
Rizk et Lefebvre	$C_d = 0.35K^{0.5} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{0.25}$	(1985)
Ballester	$C_d = 1.323e - 3K^{0.29} d_0^{-0.82} \Delta P^{0.03}$	Influence de la viscosité négligée
Yule et Chinn	$C_d = \frac{4KR_t}{\pi n}$	Relation théorique <ul style="list-style-type: none"> • $R_t = \frac{d_{tac}}{D_s}$ • $n = D_s/d_0$
Benjamin et al.	$C_d = 0.466 \left(\frac{d_0 \rho_l U_{theo}}{\mu} \right)^{-0.027} \left(\frac{l_0}{d_0} \right)^{0.229} \left(\frac{L_s}{D_s} \right)^{0.091} \left(\frac{A_p N}{D_s d_0} \right)^{0.517} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{0.187}$	A partir de Jones avec données propres (Maquette à grande échelle)

TAB. 2.3 – Synthèse des corrélations pour le coefficient de débit

Auteurs	Corrélation	Remarques
Tanasawa et Kobayasi	$2\theta_{max} = 180^\circ - 2 \arctan \left[\frac{4}{\pi} K \left(1.37 + 26.9e^{-11.1(\sqrt{NA_p}/D_s)} \right) \right]$	(1955)
Giffen et Muraszew	$\sin \theta = \frac{\frac{\pi}{2}(1-X)^{1.5}}{K(1+\sqrt{X})(1+X)^{0.5}}$	Théorie du fluide parfait ($X = A_a/A_0$)
Rizk et Lefebvre	$2\theta = 6K^{-0.15} \left(\frac{\Delta P d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^{0.11}$	Tests injecteurs réels (1985)
Ballester	$2\theta = 16.156K^{-0.39} d_0^{1.13} \mu^{-0.9} \Delta P^{0.39}$	Influence de la viscosité négligée
Benjamin et al.	$2\theta = 9.75K^{-0.237} \left(\frac{\Delta P d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^{0.0647}$	A partir de Rizk-Lefebvre avec données propres

TAB. 2.4 – Synthèse des corrélations pour l'angle du cône

Auteurs	Corrélation	Remarques
Giffen et Muraszew	$K = \frac{\pi^2}{32} \frac{(1-X)^3}{X^2}$ avec $X = \frac{(d_0 - 2t)^2}{d_0^2}$	Théorie du fluide inviscide
Simmons et Harding	$t = 0.00805 \frac{\sqrt{\rho_l} L N}{d_0 \cos \theta}$	
Lefebvre et Suyari	$0.09 \frac{NA_p}{D_S d_0} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{0.5} = \frac{(1-X)^3}{X^2}$	
Yule et Chinn	A partir du calcul de d_{0a}	Correction de la théorie du fluide inviscide
Lefebvre et Rizk	Forme générale : $t = A \left[\frac{d_0 L N \mu}{(\Delta P \rho_l)^{0.5}} \right]^{0.25}$	(1985)
• Rizk et Lefebvre	$A = 3.66$	A partir des données expérimentales de Kutty et al.
• Rizk et Lefebvre	$A = 2.7$	A partir de la relation de Lefebvre et Suyari
• Benjamin et al.	$A = 3.78$	Données expérimentales propres (maquette à grande échelle)

TAB. 2.5 – Synthèse des corrélations pour l'épaisseur du film en sortie d'injecteur

Auteurs	Corrélation	Remarques
Définition	$K_v = \frac{\bar{U}}{\sqrt{2\Delta P/\rho_l}}$	\bar{U} est la vitesse d'éjection du fluide en sortie d'injecteur
Rizk et Lefebvre	$K_v = 0.00367K^{0.29} \left(\frac{\Delta P \rho_l}{\mu}\right)^{0.2}$	(1985)
Benjamin et al.	$K_v = 3.25K^{0.5} \Delta P^{-0.07}$	
Benjamin et al.	$K_v = 0.692K^{0.22} \left(\frac{\Delta P \rho_l}{\mu}\right)^{0.0092}$	(1998) Maquette à grande échelle

TAB. 2.6 – Synthèse des corrélations pour le coefficient de vitesse

Auteurs	Corrélation	Remarques
Définition	$FN = \frac{Q\sqrt{\rho l}}{\sqrt{\Delta P}}$	
Rizk et Lefebvre	$FN = 0.395 \left(\frac{(NA_p)^{0.5} a_0^{1.25}}{D_s^{0.25}} \right)$	(1985)
Benjamin et al.	$FN = 0.371 \left(\frac{(NA_p)^{0.5} a_0^{1.25}}{D_s^{0.25}} \right)$	(1998) Maquette à grande échelle

TAB. 2.7 – Synthèse des corrélations pour le nombre d'écoulement

Deuxième partie

Moyens expérimentaux et numériques
mis en œuvre

Chapitre 3

Mise en place de l'étude expérimentale - Techniques de mesure

3.1 Introduction

La première partie de ce document nous a permis de faire le point sur l'état de l'art actuel concernant l'étude des injecteurs mécaniques tourbillonnaires. Ce premier chapitre technique décrit l'organisation de l'étude expérimentale mise en œuvre. Comprendre les relations qui existent entre l'écoulement interne, la géométrie de l'injecteur et les caractéristiques du spray produit nécessite de mieux connaître cet écoulement interne. Or, les injecteurs réels utilisés dans l'industrie aéronautique sont beaucoup trop petits (diamètre de la chambre de swirl primaire de l'ordre du millimètre) pour que l'on puisse étudier leur hydrodynamique interne en détail. Par contre, l'emploi de maquettes transparentes à grande échelle et à éléments interchangeables respectant des conditions de similitude avec les injecteurs réels est une méthode classique mais efficace pour y parvenir. Il est alors envisageable d'étudier l'impact de certaines modifications géométriques de façon précise et de mesurer les champs locaux de vitesse et de pression à l'aide de moyens optiques adaptés (LDA, PIV, caméra numérique, etc...). Nous avons vu que de telles méthodes ont déjà été mises en œuvre dans le cadre de l'étude des simplex (Benjamin et al. [66, 15, 135], Yule et al. [30, 27], Horvay et Leuckel [60]). Cependant, un certain nombre de questions restent en suspens en particulier sur l'instationnarité de l'écoulement et son influence, ou encore sur l'impact de certains éléments géométriques sur l'efficacité de l'injecteur.

Tout d'abord, les trois maquettes construites ainsi que les protocoles expérimentaux mis en place sont présentés et décrits. Les techniques de mesure utilisées durant ce travail sont ensuite abordées. Dans un premier temps, nous décrivons les techniques de visualisation employées. Elles fournissent une information qualitative sur la structure complexe de l'écoulement interne et permettent une étude poussée des phénomènes instationnaires (grâce à une exploitation statistique de l'imagerie rapide). Correctement utilisées, elles permettent aussi de quantifier les principales caractéristiques du film conique (épaisseur en sortie d'injecteur et ouverture du spray). Enfin, l'application de deux techniques complémentaires pour la mesure de vitesse, la vélocimétrie laser et la PIV¹, est décrite.

¹Pour "Vélocimétrie par Images de Particules".

3.2 Les bancs expérimentaux

3.2.1 Critères de similitude

La mécanique des fluides est le domaine de la physique pour lequel les lois de la similitude rendent beaucoup de services. Lorsque le mécanicien des fluides est confronté à une étude complexe, il préfère avoir recours d'abord à l'expérience : elle permet d'appréhender concrètement le problème et apporte ensuite une validation pour des calculs numériques futurs. L'utilisation de maquettes aux échelles adaptées est alors privilégiée pour simuler le comportement des prototypes réels étudiés, et les éléments de turbomachines ne font pas exception. Cependant, les résultats des mesures expérimentales et les conclusions établies sur ces maquettes ne sont transposables aux éléments réels que si les données définissant chacun des deux problèmes satisfont à un certain nombre de relations dites "conditions de similitude". Elles traduisent certaines analogies entre maquette et élément réel, analogies pouvant être d'ordre géométrique, cinématique, dynamique ou thermodynamique.

Lors de la définition des différentes maquettes d'injecteur, nous avons dû établir dans un premier temps ces conditions de similitude. Au cours des chapitres précédents, les principaux nombres adimensionnels, tant dynamiques que géométriques, ont été présentés. Pour un écoulement visqueux incompressible, la condition de Reynolds est classiquement retenue. Dans le cadre de notre étude, la définition donnée par Walzel [134] est apparue comme la plus pertinente pour la caractérisation du régime de l'écoulement interne d'un injecteur (voir chapitre 1). Vu l'importance de la géométrie interne, à cette condition nous devons rajouter plusieurs conditions géométriques telles que les rapports D_s/d_0 , L_s/D_s et l_0/d_0 , et en particulier le nombre K (qui est une autre expression du nombre de swirl).

En conclusion, les conditions de similitude retenues sont :

– le nombre de Reynolds suivant la définition de Walzel :

$$Re_w = \frac{\sqrt{2\rho_l \Delta P} d_0}{\mu}$$

– le nombre de swirl :

$$S = \frac{\pi}{4K}$$

– le rapport des diamètres :

$$D_s/d_0$$

– le rapport des longueurs :

$$l_0/d_0$$

3.2.2 Le circuit primaire

3.2.2.1 Description des maquettes

La maquette principale La maquette a été conçue au sein du centre ONERA de Toulouse à partir des informations fournies par la bibliographie et en accord avec la géométrie des injecteurs développés chez Hispano Suiza. C'est une maquette à très grande échelle par rapport aux injecteurs réels (échelle 40). Elle est conçue de façon modulaire pour pouvoir tester différentes géométries afin de mettre en lumière les paramètres physiques prédominants (ou aux influences inconnues) recensés dans la partie précédente. Elle a aussi été voulue évolutive afin de prendre facilement en compte des modifications au niveau de la géométrie ou d'y intégrer de nouvelles techniques de mesures.

La figure 3.1 est une coupe du dessin technique de cette maquette. Celle-ci est constituée de trois parties fabriquées en matière transparente, de type Plexiglass. Ce prototype se compose de :

- un distributeur (dont la géométrie est imposée par le cahier des charges d'Hispano Suiza). Son rôle consiste à mener le fluide dans les meilleures conditions aux entrées du swirler à partir d'une ligne principale.
- un bloc d'entrée que nous nommerons par la suite "swirler"². Il contient les entrées tangentielles (à section rectangulaire) caractéristiques d'un injecteur tourbillonnaire et se décline en quatre exemplaires différents (variation des dimensions et de la position des fentes). De plus, grâce à la modularité de la maquette, nous avons la possibilité de boucher une ou plusieurs entrées par swirler.
- un embout d'injecteur constitué d'une chambre de swirl et d'une sortie réduite par un convergent. Plusieurs exemplaires sont aussi disponibles.

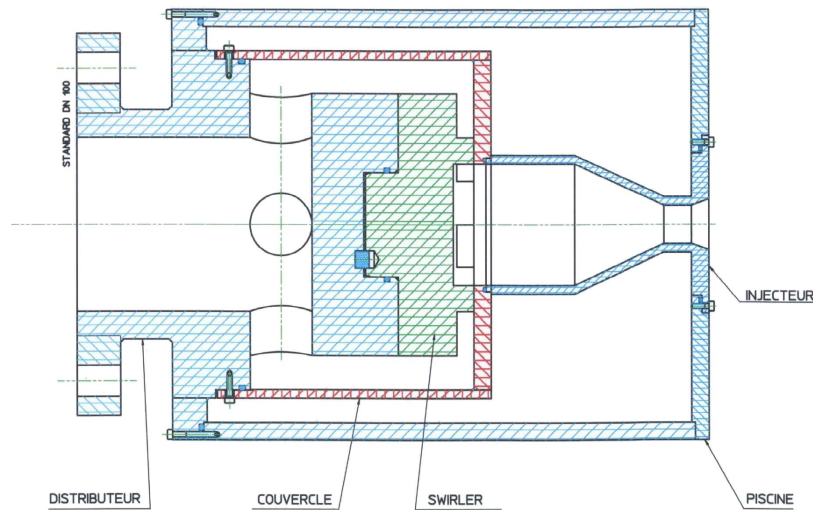


FIG. 3.1 – Plan global de la maquette

Cette maquette est immergée dans une piscine parallélépipédique fabriquée elle-aussi en matière transparente d'épaisseur 10mm et remplie d'eau. Cet artifice est essentiel pour réaliser des mesures optiques dans des conduites circulaires (cf. figure 3.21).

La maquette complémentaire Une deuxième maquette transparente plus petite a été conçue dans le but d'étudier plus précisément la formation du trou d'air et les jets liquides issus de chaque fente du swirler. Elle est constituée d'un swirler à quatre fentes tangentielles alimentées en eau indépendamment les unes des autres ($\frac{NA_p}{A_s} = \frac{4NA_p}{\pi D_s^2} = 0.1$). Grâce à un système de quatre entretoises, il est alors possible de monter sur ce swirler un des quatre injecteurs (Figure 3.2).

La base du swirler étant entièrement transparente, des mesures LDA et des observations radiales par LIF sont alors envisageables au niveau des fentes d'arrivée mais aussi dans l'écoulement interne au niveau de la coalescence des jets. Ces données sont essentielles pour comprendre la génération de l'écoulement swirlé et l'impact des arrivées discrètes de liquide sur la structure de l'écoulement global.

²Dénomination que nous utiliserons tout au long de ces pages pour les raisons précédemment évoquées.

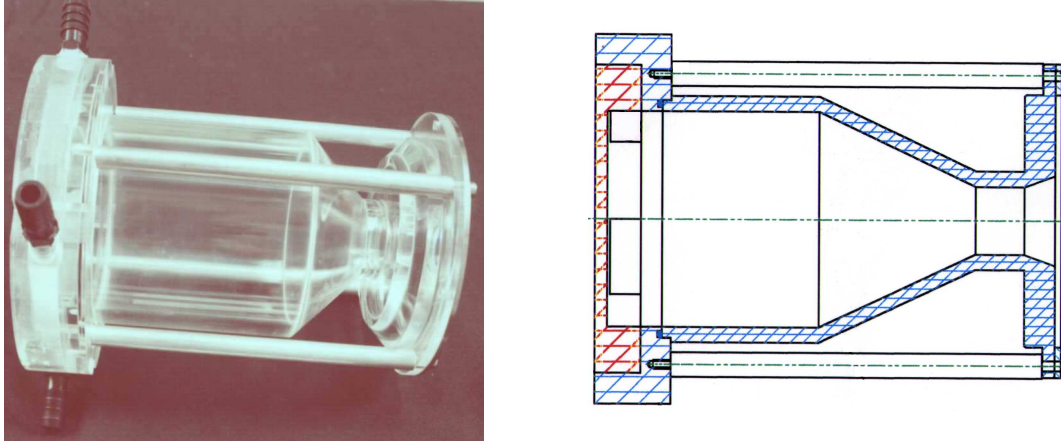
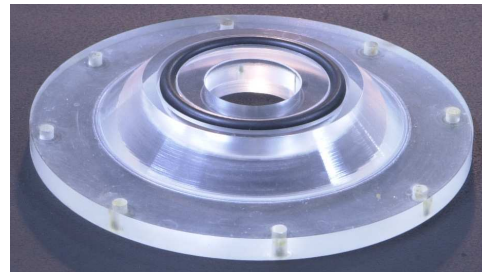


FIG. 3.2 – Maquette complémentaire (Photographie (à gauche) et plan (à droite) du montage complet)

FIG. 3.3 – Partie additionnelle de l'embout n°5 : Cet appendice prolonge l'orifice de sortie de l'embout n°2. Son ajustement est réalisé de façon très précise.



3.2.2.2 Dimensionnement

La synthèse des données bibliographiques réalisées précédemment a mis en lumière les éléments les plus dominants (K , les rapports de longueur D_s/d_0 , L_s/D_s et l_0/d_0), mais aussi les lacunes sur l'importance d'autres paramètres (convergent, divergent, géométrie du swirler). En se basant sur les études antérieures, sur les objectifs fixés et les lois de similitude imposées, un choix de variables et de dimensions a été effectué (voir tableau 3.3). Les tableaux 3.1 et 3.2 rassemblent les dimensions pour chaque élément constituant l'injecteur à grande échelle : les swirlers (illustrés par la figure 3.4) et les embouts (figure 3.5). Dans tous les cas considérés, seul le diamètre de la chambre de swirl D_s est invariant. Une remarque importante doit être effectuée au sujet du choix fait de travailler avec des embouts disposant d'une longue chambre de swirl, par opposition à la géométrie des injecteurs réels "Hispano Suiza" qui disposent d'une longueur de chambre égale à la profondeur des fentes d'entrée. Cette démarcation est motivée par différentes raisons, la première étant la nécessité d'avoir un important accès optique sur l'écoulement interne dans la chambre. Ensuite, une longue chambre de swirl est nécessaire afin d'étudier de façon globale le comportement des jets liquides d'entrée, en particulier leur influence sur l'homogénéité du spray. Comme L_s apparaît être un élément de faible influence³, cela conforte les choix effectués, qui restent d'ailleurs, dans tous les cas, en accord avec les ordres de grandeur relevés dans la littérature. Notons enfin que l'embout n°5 est l'association de l'embout n°2 et d'une pièce placée en sortie d'injecteur et fixée sur la piscine (cf. figure 3.3). Enfin, pour le swirler n°2, ξ représente l'écartement de la fente vers l'axe par rapport à la position tangente⁴ (voir annexe A).

Par la suite, les injecteurs complets seront nommés de la façon suivante : swirler n° - + injecteur n° -, les numéros correspondant à ceux définis dans les tableaux précédemment cités.

³Tant que le rapport $\frac{L_s}{D_s} < 1.5$.

⁴Une telle configuration est évoquée dans le chapitre 2

Numéro du swirler	Rapport des aires $\frac{NA_p}{A_s}$	Nombre de fentes N	Particularités	Rapport $\frac{R}{D_s}$
1	0.114	4	fentes tangentés	0.86
2	0.114	4	fentes décalées de ξ	0.57
3	0.09	4	fentes tangentés	0.89
4	0.19	4	fentes tangentés	0.81
5	0.057	2	fentes tangentés	0.86
6	0.045	2	fentes tangentés	0.89

TAB. 3.1 – Swirlers

Numero d'embout	$\frac{L_s}{D_s}$	$\frac{D_s}{d_0}$	$\frac{l_0}{d_0}$	Convergent	Divergent
1	1.4	3.2	0.73	90°	40°
2	1.4	3.2	0.73	90°	non
3	1.0	3.2	0.73	50°	40°
4	1.41	5	1.14	100°	40°
5	1.4	3.2	1.18	90°	non

TAB. 3.2 – Embouts

Le tableau 3.3 indique l'ordre de grandeur des différents paramètres de similitude pour la maquette comparé au cas réel et aux différentes configurations expérimentales rencontrées dans la littérature.

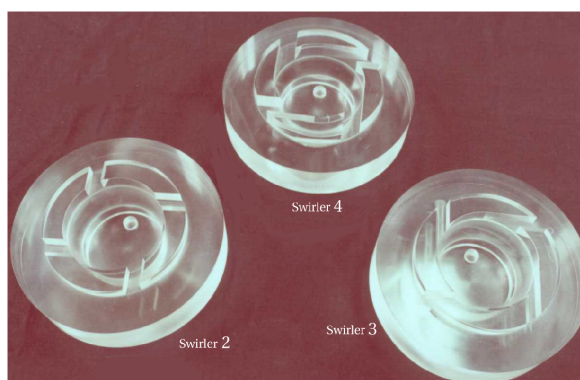


FIG. 3.4 – Photographie des swirlers

3.2.2.3 Le montage expérimental

Le montage expérimental est illustré par la figure 3.10. La maquette est placée sur un bâti en aluminium ouvert. Elle est ajustée de telle manière à placer l'axe de l'injecteur vertical afin de contrôler les effets de la gravité. L'ensemble de l'étude est réalisé dans un environnement ambiant statique et à la pression atmosphérique.

Une colonne de tranquillisation (constituée de redresseurs en nid d'abeille et de brise-jets) est placée en amont du distributeur afin d'uniformiser le profil de vitesse en entrée de maquette. Deux purges placées au point haut permettent d'éliminer tout air en début de manipulation, lors du remplissage de la maquette.

Le fluide de simulation utilisé est l'eau issue du circuit général industriel qui est préalablement filtrée. Sa température est relevée de façon régulière. Le débit d'eau est contrôlé grâce à un débitmètre à ailettes Burkert 8035 avec affichage digital (figure 3.7). Il permet le passage

	Littérature (Général) [81]	Jones (Prototype) [81, 67]	Benjamin (Maquette) [66, 59]	Horvay/Leuckel (Maquette) [60]	Yule/Cooper (Maquette) [30, 27]	Hispano Suiza (Réel)	Etude actuelle
L_s/D_s	0,5 – 2,75	0.31 – 1.26	0,88 – 1,55	0,2	1,87 – 2,75	0,22	1,0 – 1,41
D_s/d_0	2,5 – 5	1.41 – 8.13	2,64 – 7,04	5	3,3	2,7 – 4,6	3,2 – 5
l_0/d_0	> 0,5	0.1 – 0.9	1,4 – 2,28	0,75	2	0,4 – 0,7	0,73 – 1,18
Convergent			90° – 180°	83° – 180°	100°	105°	50° – 100°
Divergent						40°-45°	0° – 40°
Re_p				1000 – 30000		4500 – 20000	15300 – 250000
Re_w		2000 – 21000				10000 – 35000	12800 – 300000
S		0.65 – 4.5	1,5 – 3,5	1,8 – 3,8	1,15 – 3,9	0,56 – 1,05	0,86 – 6,1

TAB. 3.3 – Choix et ordre de grandeurs des paramètres étudiés par rapport au cas réel et aux références bibliographiques

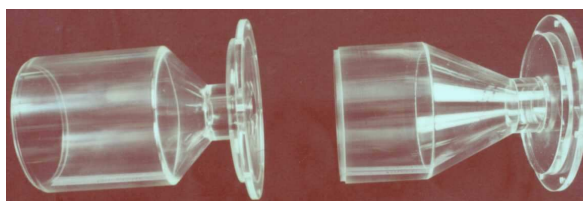


FIG. 3.5 – Photographie de deux embouts : le numéro 4 est à gauche et le numéro 3 à droite

d'un débit allant de $0.07m^3/h$ à $6m^3/h$ avec une précision de 0.5% de la pleine échelle. Les débitmètres à ailettes sont des débitmètres fonctionnant par induction. Mis en rotation par l'écoulement, les aimants permanents intégrés dans les pales de la turbine génèrent des impulsions électriques dans le récepteur dont la fréquence est proportionnelle à la vitesse du fluide. Ce type d'appareil nécessite une calibration précise qui doit être effectuée directement sur le banc d'essai (elle dépend des spécificités des raccords et de la qualité de leur montage). Plusieurs manomètres sont répartis le long du circuit hydraulique et au niveau de l'entrée du swirler :

- Une prise manométrique est placée juste à l'entrée d'une des fentes du swirler au niveau du couvercle (cf. figure 3.6). Elle est reliée à un manomètre à membrane avec affichage digital (pression de 0 à 2.5 bars, précision de 0.5% de l'étendue de mesure).
- Un second manomètre à membrane est relié à une prise de pression placée en amont du distributeur.

Les premières mesures de pression ont montré que les pertes de charge liées au distributeur sont clairement négligeables par rapport à celles engendrées par l'injecteur.

Ces mêmes prises manométriques sont aussi utilisées comme points d'injection de colorant.

Pour l'étude du circuit primaire, les débits imposés vont, selon les configurations, de 500 à 5000 l/h, ce qui correspond à des pressions comprises entre 0.05 et 1.2 bars.

En ce qui concerne la maquette complémentaire, nous avons adapté le circuit d'eau pour

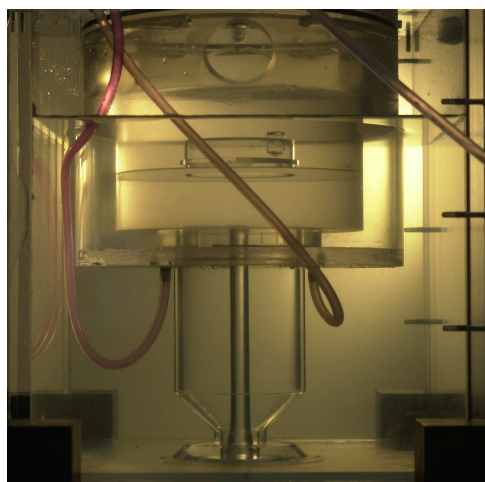


FIG. 3.6 – Prise manométrique et point d'injection de colorant pour la maquette primaire - Injecteur n°2 en fonctionnement.



FIG. 3.7 – Le débitmètre à ailettes Bürkert

alimenter séparément les quatre entrées. En sortie de débitmètre, l'arrivée principale est reliée à quatre dérivations et chacun de ces tubes est équipé d'une vanne, d'une prise de pression et d'un point d'injection de colorant. Cette petite maquette simplifiée est adaptée à un socle qui se positionne directement à la place du prototype principal. Ceci permet de dégager un



FIG. 3.8 – Photographie générale du banc expérimental primaire

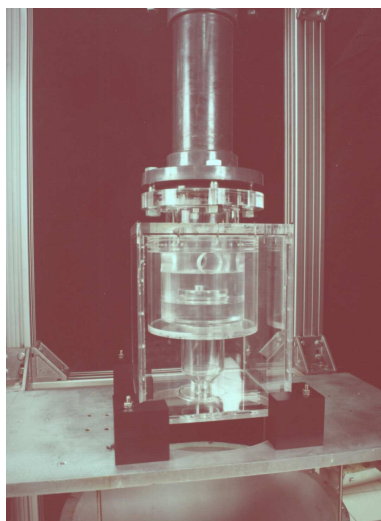


FIG. 3.9 – Maquette intégrée dans le montage expérimental primaire

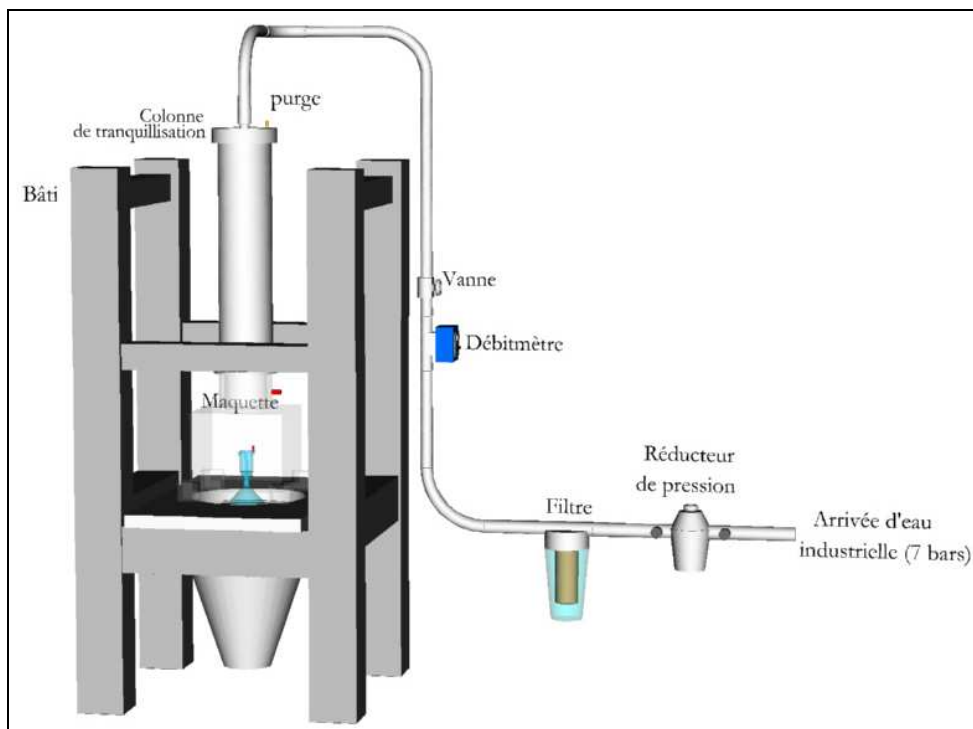


FIG. 3.10 – Schéma du banc expérimental primaire

accès optique totale par le plafond transparent de l'injecteur.

3.2.3 L'injecteur complet

La maquette de l'injecteur complet, d'échelle 17, a été élaborée en cours d'étude afin de profiter de l'expérience acquise au cours des premiers tests effectués avec le circuit primaire. Elle reprend la géométrie et les spécificités d'un injecteur double-débit "Hispano Suiza" : elle possède deux circuits fonctionnels indépendant l'un de l'autre. A partir de ce prototype innovant, il est possible d'étudier l'écoulement dans le circuit secondaire avec la même finalité que pour le premier circuit. En fait, circuit secondaire et circuit primaire sont conceptuellement très proches. Ils ont, par hypothèse, des comportements hydrauliques identiques. Cependant, dans le cas du circuit secondaire, des éléments supplémentaires peuvent avoir une influence prépondérante, comme le noyau solide au centre du convergent (i.e. la tête de l'injecteur primaire) ou la forme du swirler (les dimensions et le nombre des fentes, leur inclinaison).

D'autre part, l'intégration dans la même maquette des deux circuits nous offre la possibilité de mieux comprendre l'impact de la géométrie de l'embout sur l'interaction des deux sprays. En particulier, la position du circuit primaire par rapport au plan de sortie du circuit secondaire est un élément important à considérer. La gestion de la "cohabitation" des deux sprays coniques est d'autant plus cruciale qu'elle est la principale difficulté rencontrée lors de la conception d'un injecteur double-débit. Concrètement, s'il y a mélange des deux sprays coniques au niveau de l'injecteur, toute l'efficacité des deux circuits "simplex" le constituant est perdue.

3.2.3.1 Dimensionnement

Tout comme la première maquette, ce modèle est conçu de façon modulaire et intègre un circuit primaire opérationnel indépendant (cf. figure 3.11). Elle respecte les mêmes règles de similitude (comme l'indique le tableau 3.4).

La maquette proposée est constituée de :

	Réel	Maquette
Re_w	9000-70000	6500-95000
S	3.8-10	8-11

TAB. 3.4 – Paramètres de similitude

- Un swirler, imposé par la géométrie des injecteurs "Hispano Suiza" : il est constitué de $N = 4$ fentes droites fraisées dans une cylindre de diamètre D_s et de longueur L_s tel que $L_s/D_s = 0.43$. Chaque fente a une profondeur maximale A pour une largeur l (voir annexe A). Ces fentes sont inclinées d'un angle χ par rapport à l'axe du bloc cylindrique (voir figure 3.13). La section de sortie de chaque fente a de ce fait une forme proche d'un triangle. Son aire est notée A_p et est telle que $\frac{4NA_p}{\pi D_s^2} = 0.03^5$.
- 4 embouts interchangeables permettant de faire varier le diamètre de sortie, la position relative de la sortie de l'injecteur primaire par rapport à l'orifice de sortie de l'injecteur secondaire, mais aussi l'ouvertude du divergent ou du convergent. Dans ce dernier cas, la présence du noyau primaire induit alors soit un pincement, soit un relâchement pouvant affecter la structure de l'écoulement. Les dimensions de ces embouts sont données dans le tableau 3.5.

⁵Le calcul de l'aire A_p est donnée en annexe A

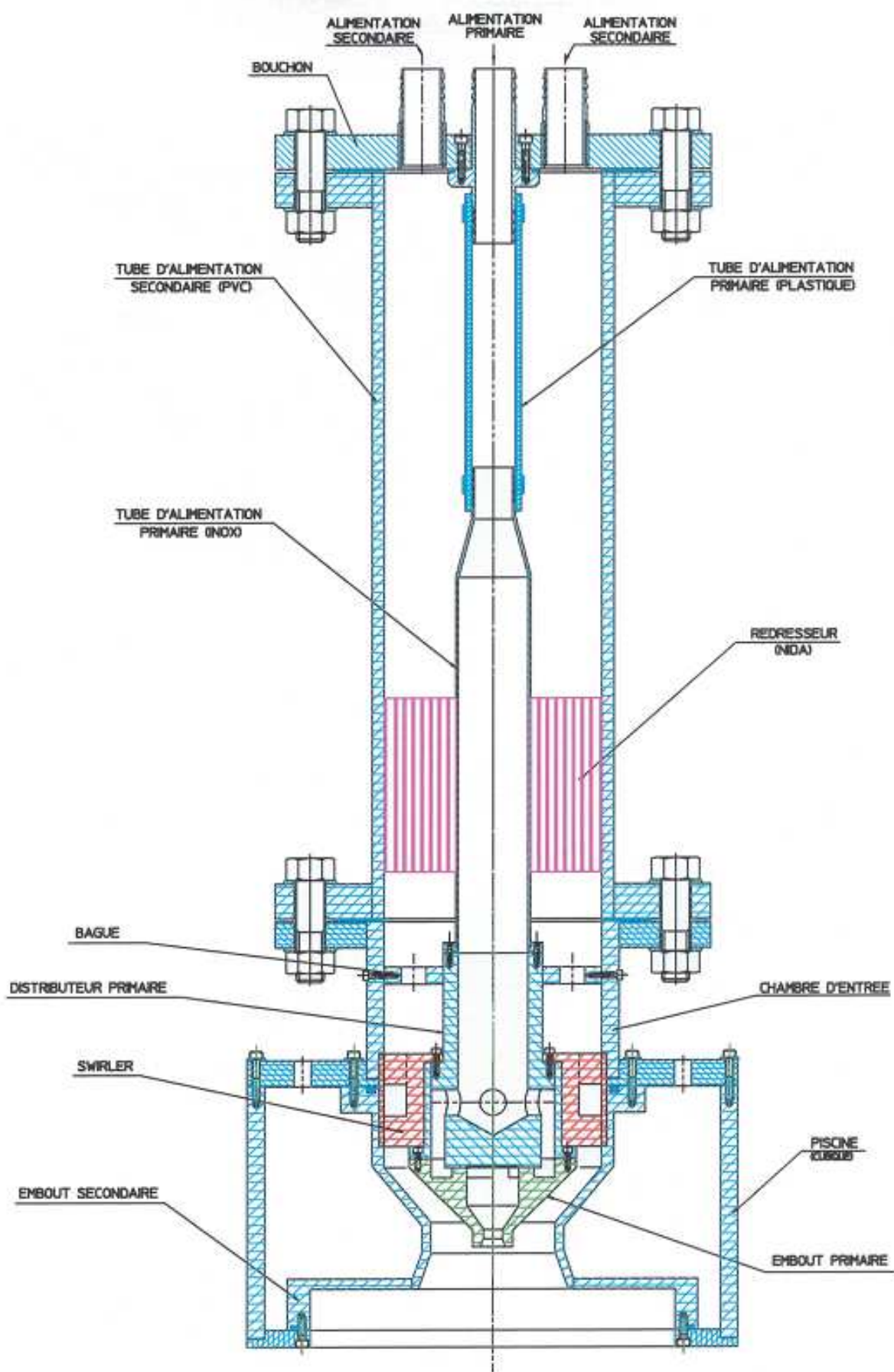


FIG. 3.11 – Plan général de la maquette à grande échelle d'un injecteur double-débit (Echelle 17)



FIG. 3.12 – Embout secondaire n°2



FIG. 3.13 – Swirler secondaire

Numero d'embout	Convergent	$\frac{l_0}{d_0}$	$\frac{D_s}{d_0}$	Divergent
1	80°	0.25	1.75	40°
2	100°	0.37	2.56	60°
3	100°	0.37	2.56	40°
4	100°	0.18	2.56	40°

TAB. 3.5 – Embouts secondaires

Embout	$\frac{L_s}{D_s}$	$\frac{D_s}{d_0}$	$\frac{l_0}{d_0}$	Convergent	Divergent
1	0.78	2.7	0.5	70°	40°

	Rapport des aires $\frac{NA_p}{A_s}$	Nombre de fentes	Particularités (Sens de rotation vue de l'amont)
1	0.2	4	Fentes tangentes (Sens +)
1	0.2	4	Fentes tangentes (Sens -)

TAB. 3.6 – Dimensions des injecteurs primaires

La géométrie du circuit primaire reprend exactement les spécificités des injecteurs d'Hispano Suiza en intégrant toutefois les résultats obtenus lors de la première partie de cette étude. La figure 3.14 donne un aperçu du "bloc primaire" dans lequel l'injecteur est intégré. Comme précédemment, une similitude en Reynolds (selon la définition de Walzel) est suivie (pour l'injecteur primaire réel, $10000 \leq Re_w \leq 35000$ et pour la maquette $5000 \leq Re_w \leq 40000$). Les dimensions de cette maquette sont données dans les tableaux 3.6. Nous avons figé la géométrie complète de l'injecteur. Seul le swirler a été réalisé en deux exemplaires différents dans le but unique d'étudier l'influence du sens de rotation du spray primaire sur la structure du spray global.



FIG. 3.14 – Vue du "bloc" primaire en fonctionnement. Nous pouvons distinguer le trou d'air qui s'est formé dans la chambre de swirl.

3.2.3.2 Le montage expérimental

Le montage expérimental mis en place reprend tous les éléments utilisés lors de la première étude. Ainsi, comme l'illustre le plan général de la maquette (figure 3.11), une colonne de tranquillisation est disposée en amont de la maquette et est pourvue d'un réseau de redresseurs en nid d'abeille et de grilles (disposé de façon plus efficace que ne le laisse croire le plan général de la figure 3.11). Néanmoins, les conditions opératoires de la maquette du circuit secondaire imposent des débits d'eau beaucoup plus importants que pour le circuit primaire. Pour ce faire, un réservoir tampon de grande contenance (environ $4m^3$) a été installé ; il est alimenté directement par le circuit d'eau industrielle (qui fournit un débit maximal de l'ordre de 10 à $15m^3/h$, pour une pression maximale de 7 bars). A partir de ce réservoir, l'eau péalablement filtrée est injectée dans le circuit secondaire au moyen d'une pompe Grundfos haut débit ($Q = 10m^3/h$ pour $\Delta P = 3.8$ bars). Le débit est contrôlé grâce à un débitmètre à ailettes Bürkert (débit compris entre 1 et $15m^3/h$, avec une précision de 0.5% de la pleine échelle). Afin de réaliser toutes les mesures à débit fixe et en continu, le réservoir est alimenté en permanence, une vanne à flotteur, placée à l'entrée limitant tout risque de débordement. Le circuit primaire est quant à lui directement relié au circuit industriel par l'intermédiaire d'un filtre et d'un limiteur de pression. Son débit est contrôlé par un débitmètre à ailettes précédemment décrit (voir 3.2.2.3). Des prises manométriques sont installées sur les deux circuits. Pour le circuit primaire, la pression statique est mesurée juste en aval de la vanne de régulation (les pertes de charge dues à la ligne primaire sont considérées comme négligeables par rapport aux pertes de charge engendrées par le seul injecteur). Pour le circuit secondaire, une sonde de pression est placée à l'entrée d'une des fentes du swirler hélicoïdal (cet orifice sera aussi utilisé comme point d'injection de colorant). Une vue d'ensemble du montage expérimental est donnée par la figure 3.15.

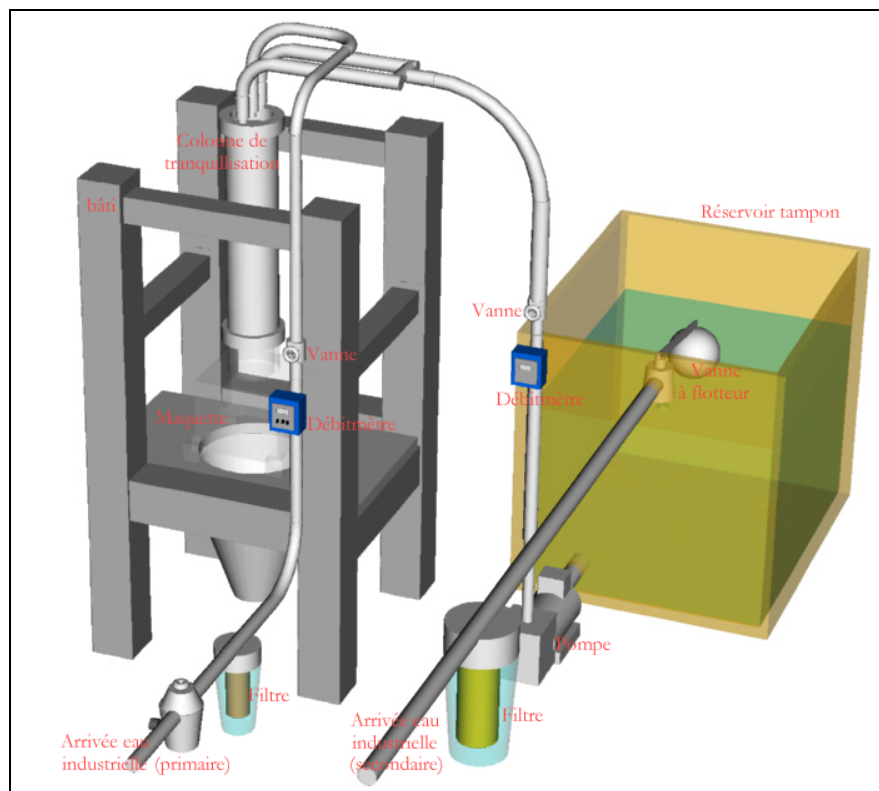


FIG. 3.15 – Schéma du banc expérimental pour la maquette de l'injecteur double-débit

3.3 Techniques de mesure utilisées

En première approche, les visualisations constituent un moyen particulièrement efficace pour identifier et décomposer les phénomènes physiques qui animent un écoulement. Nous avons donc utilisé un grand nombre de techniques optiques afin de mettre en lumière la structure complexe de l'écoulement étudié. Les visualisations par méthode LIF sont particulièrement bien adaptées pour mettre en évidence, à partir de l'ensemencement d'une zone particulière, les transferts de matières entre les différentes régions remarquables. De façon complémentaire, l'utilisation de caméras CCD à grande fréquence d'acquisition est particulièrement importante lors de la caractérisation des phénomènes instationnaires qui agitent l'écoulement, et en premier lieu les fluctuations du trou d'air. Ce dernier phénomène, récemment mis en évidence, a fait l'objet d'une caractérisation complète pour laquelle les mesures optiques ont été associées avec une technique très particulière basée sur la diffusion induite par une interface mobile. Dans un second temps, la caractérisation quantitative nécessaire pour appréhender complètement l'écoulement doit être mise en place grâce à des techniques éprouvées mais toujours complexes à mettre en œuvre telles que la LDA et la PIV. Judicieusement employés, ces deux systèmes nous apportent une connaissance importante tant sur l'écoulement moyen que sur son aspect instationnaire.

Toutes ces méthodes vont être décrites par la suite et nous mettrons particulièrement l'accent sur les difficultés rencontrées dans cette étude et les précautions qui ont, en conséquence, dûes être prises.

3.3.1 Visualisation par caméra CCD

L'étude bibliographique a mis en évidence la complexité de l'écoulement interne d'un simplex. Il est donc judicieux de débiter notre étude par une approche basées sur des visualisations explicites. Grâce au traitement d'images, il est possible de mettre en relief les principaux phénomènes actifs au sein de l'écoulement (écoulements principaux, zones de recirculation, vorticités entre autre) et d'en déduire, qualitativement, l'influence des différents paramètres. De plus, en présence d'interfaces, de telles images sont un moyen d'accéder à un dimensionnement des différentes phases avec principalement des mesures d'épaisseurs ou de courbures. La qualité, la pertinence et la finalité de ces visualisations dépendent ensuite de la technique d'éclairage employée et du post-traitement mis en œuvre.

Description La caméra utilisée est un modèle CV-M10 de chez I2S, équipée d'un capteur CCD avec 640*625 pixels (réduits à 760*570 via une carte d'acquisition vidéo Matrox) et 256 niveaux de gris. Cette caméra offre la possibilité d'être réglée et pilotée de plusieurs façons différentes. Ainsi, par exemple, la présence d'un shutter permet de régler le temps d'exposition numérique. L'acquisition est réalisée grâce à un logiciel spécifique, nommé "Image V5"⁶, qui a été développé à l'ONERA de Toulouse. Ce logiciel efficace remplit à la fois les fonctions d'acquisition et de traitement d'images.

Les méthodes d'éclairage Les trois principales sources de lumière employées sont les suivantes :

- La tranche laser avec pour application principale la méthode LIF⁷.
- L'éclairage stroboscopique est basé sur la synchronisation de la fréquence d'acquisition de la caméra avec celle du stroboscope (en l'occurrence 50 Hz). Cette technique permet de figer le mouvement et donc d'obtenir des images claires et contrastées.

⁶Développé par Pierre Berthoumieu, ingénieur du DMAE - Contact : pierre.berthoumieu@onecret.fr

⁷Pour Laser Induced Fluorescence

- L'éclairage par lampe halogène est utilisé pour réaliser des images moyennées de l'écoulement ou du spray. Ce type d'éclairage permet aussi de visualiser les mires pour chaque essai.

Plusieurs méthodes d'éclairage ont été employées :

- L'imagerie en fond clair qui permet d'obtenir des images instantanées ou moyennées où l'ombre du trou d'air est parfaitement visible. Cette technique est adaptée à la mesure du diamètre du trou d'air et de l'épaisseur du film liquide en sortie d'embout.
- La méthode basée sur la diffusion de Mie est appliquée pour la visualisation du spray conique en sortie d'injecteur. Le post-traitement statistique de ces images permet de mettre en évidence l'enveloppe du spray et ainsi d'obtenir son angle d'expansion.

Post-traitement : Outre ses possibilités d'acquisition et de stockage, le logiciel "Image" permet un certain nombre d'opérations sur l'image ou sur une séquence telles que le dimensionnement, la mesure des angles et des distances, les profils d'intensité, le seuillage, etc.

Chaque acquisition de nouvelles images débute par le réglage de la caméra. Pour ce faire, une cible placée dans le plan à visualiser nous permet de centrer la profondeur de champ de la caméra sur cette zone. La cible peut être une mire (formée d'une grille de dimensions connues) dans le cas d'une exploitation quantitative ultérieure de l'image, ou du moins dans la nécessité d'une correction des distorsions de l'image. Les acquisitions d'images sont alors faites en ligne. Selon les applications recherchées, différentes opérations sur les images obtenues sont envisageables. Dans le cadre de notre étude, le traitement de phénomènes fluctuants tels qu'une interface ou l'enveloppe du brouillard liquide en sortie d'injecteur, est réalisée à partir d'une image représentant la moyenne d'intensité d'une séquence de 256 images. A partir de la même séquence, une image RMS, correspondant à la moyenne quadratique, met en valeur les zones où l'intensité de la lumière a été la plus fluctuante par rapport à l'intensité moyenne. Une telle image donne une estimation de l'amplitude de la fluctuation du spray.

3.3.1.1 Etude par LIF

La LIF ou "Laser induced fluorescence" est une technique qui exploite la propriété de certains colorants (tels que la rhodamine ou la fluorescéine) qui réagissent à une lumière laser de longueur d'onde donnée : la molécule ainsi éclairée est excitée puis se restabilise en émettant une lumière à une longueur d'onde plus importante. Cette dernière peut alors être détectée par une caméra équipée d'un filtre adéquat. Ainsi, à partir d'un ensemencement approprié en colorant d'un écoulement, les variations de luminosité détectées (traduisant ainsi la variation de concentrations) permettent de mettre en valeur sa structure et sa dynamique (voir figure 3.16b).

Pour notre étude cette technique est appliquée selon le protocole exposé sur la figure 3.16a. Nous disposons d'un laser Argon-Krypton Stabilité 2017 de Spectra Physics, d'une puissance de 10W et émettant une lumière bleue de longueur d'onde 488nm. Un système optique approprié génère alors une tranche laser divergente de faible épaisseur (environ 1mm).

Quelques soient les caméras utilisées (CCD ou caméra rapide) les objectifs sont équipés d'un filtre à bande étroite afin de se soustraire aux importantes réflexions de la lumière laser sur la géométrie et surtout sur l'interface fluctuante qui délimite le trou d'air.

L'exploration des maquettes principales du circuit primaire et du circuit secondaire est réalisée suivant un plan vertical passant par l'axe de l'injecteur. La largeur de la tranche laser permet une exploration quasi complète de l'écoulement interne. La spécificité de la maquette complémentaire du circuit primaire autorise l'application de ce type de visualisation suivant différents plans horizontaux (c'est-à-dire perpendiculaires à l'axe de l'injecteur) qui couvrent l'ensemble de l'embout.

Le colorant utilisé est la fluorescéine et est injecté dans l'écoulement soit au niveau d'une des

entrées du swirler, soit en amont de la colonne de tranquillisation. Dans le premier cas, la diffusion du filet de colorant entraîné par l'un des jets d'entrée, générés au niveau du swirler, est suivie pas à pas. En associant les observations réalisées sur les différentes maquettes du circuit primaire nous obtenons une vision tridimensionnelle de la structure complexe de l'écoulement.

Un ensemencement global permet de réaliser des exploitations quantitatives de ces images LIF. En particulier, cette technique d'éclairage nous permet d'estimer avec une certaine précision le diamètre du trou d'air dans l'ensemble de l'injecteur et de mesurer l'épaisseur du film liquide au niveau de l'orifice de sortie.

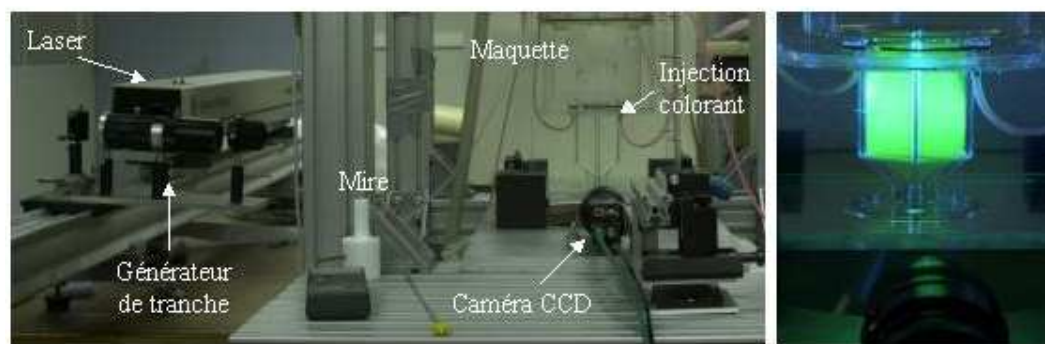


FIG. 3.16 – Application de la méthode LIF - A gauche : photographie du banc expérimental (a). A droite : Plan laser et réaction de la fluorescéine pour la maquette du circuit primaire (b). Sur cette photographie, les réflexions intenses du laser sur l'interface liquide-trou d'air sont bien visibles et justifient l'emploi d'un filtre

3.3.2 Visualisation par caméra rapide

Description du matériel : Afin de visualiser, en vue d'une quantification, les phénomènes instationnaires qui animent l'écoulement, la caméra CCD précédemment décrite est remplacée par une caméra rapide. Deux systèmes d'acquisition ont été testés.

Les premières expériences sur la caractérisation des instabilités du trou d'air ont été menées avec un matériel acquis par le DMAE en 1995, et qui s'est vite avéré limité et fragile. Il s'agit d'une caméra rapide de fréquence d'acquisition variant de 50 à 1000 images par seconde en plein format et de 2000 à 6000 images par seconde pour un sixième du format standard, avec un temps d'obturation minimal de 10 μ s. Elle est équipée d'un intensificateur de lumière associé avec un obturateur électronique. La résolution spatiale du capteur est de 240*192 pixels pour 256 niveaux de gris. Elle est couplée avec un processeur Kodak et une mémoire numérique pouvant stocker jusqu'à 30000 images en pleine résolution.

En cours d'étude, nous avons eu la chance d'utiliser une caméra Phantom⁸ de Vision Research Inc.⁹ de conception beaucoup plus récente. Outre son faible encombrement, cette caméra dispose d'un capteur CCD de résolution de 512*512 pixels pour une fréquence d'acquisition allant de 1000 images par seconde en plein format jusqu'à 32000 images par seconde, avec un temps d'obturation minimal de 10 μ s. Elle est associée à un logiciel d'acquisition et d'analyse. Ces capacités nous ont permis d'affiner notre étude du comportement instationnaire de l'écoulement et du trou d'air, la qualité des images obtenues étant largement supérieure à celle offerte par la caméra Kodak.

⁸prêtée par Mr Gicquel du centre ONERA de Palaiseau, avec tous mes remerciements

⁹<http://www.visible-solutions.com>



FIG. 3.17 – Traitement statistique des images acquises par caméra rapide - La méthode du "suivi de transition" : l'image est seuillée afin d'accentuer l'interface. Un segment repère représentant un nombre n de pixels est placé à cheval sur cette "transition". Pour chaque image, la distance en pixel entre le début du segment et la transition est déterminée. Cette procédure est ensuite répétée automatiquement pour toute la séquence.

Post-traitement - Etude du comportement instationnaire de l'écoulement : Cette technique, associée avec la méthode LIF, nous permet d'obtenir des séquences d'images des fluctuations du trou d'air, mais aussi des principaux phénomènes instationnaires qui animent l'écoulement interne au niveau de zones de cisaillement. L'analyse statistique de ces séquences est réalisée via le logiciel Image. En effet, ce logiciel nous permet de réaliser un "suivi de transition" sur une image seuillée pour l'ensemble de la séquence à traiter (voir figure 3.17). Ainsi, pour le trou d'air, la transition est marquée par l'interface. Pour chaque image de la séquence, la distance qui sépare cette transition d'un point de référence est calculée. Cette fluctuation de l'interface étant quantifiée, elle est alors traitée par FFT afin d'obtenir sa représentation en fréquence. Une seconde méthode, mieux adaptée aux zones de cisaillement avec d'importants gradients de concentration en colorant, consiste à cumuler l'intensité de tous les pixels définissant une partie donnée de l'image. Effectuée sur toute la séquence, cette opération donne une représentation temporelle de la fluctuation de l'intensité lumineuse d'une zone particulière. Afin de compléter la caractérisation de l'interface, des acquisitions sont effectuées au niveau du film liquide conique, siège d'importantes oscillations aboutissant à la désintégration. Cependant, la LIF n'étant plus applicable (en raison de la finesse du film), les séquences sont réalisées suivant la méthode de l'imagerie en fond clair, la source de lumière étant une lampe Oriol (qui produit une lumière blanche continue). Le traitement statistique est alors comparable à celui décrit précédemment.

3.3.3 Méthode de mesure des fluctuations des interfaces par diffusion laser

Afin d'affiner notre étude du comportement instationnaire du trou d'air, une méthode beaucoup plus simple et plus directe a été mise en place. Elle s'inspire d'un travail réalisé à l'ONERA par H.Carentz et P.Berthoumieu [19]. Cette méthode consiste à placer le faisceau laser (longueur d'onde 670nm) issu d'une petite diode à émission continue Vector Technology de puissance 3mW, tangent au trou d'air, à une hauteur Z connue. Le signal en partie diffusé par le trou d'air est ensuite récupéré par une diode photoélectrique placée à l'opposé. Ce signal est alors traité par un analyseur de spectre type 2032 de Brüel et Kjaer (cf. figure 3.18). Les variations d'intensité lumineuse créées par les oscillations interfaciales sont alors directement traduites en spectre de fréquence.

3.3.4 L'anémométrie Doppler Laser

3.3.4.1 Brefs rappels sur la technique LDA

L'anémométrie Doppler Laser (LDA ou LDV) est une technique fiable et non intrusive capable de mesurer rapidement et avec une grande précision les valeurs moyennes et fluctuantes d'un écoulement d'air ou de liquide. Le principe de fonctionnement et les nombreuses applications à la mécanique des fluides sont largement développés par Durst [47].

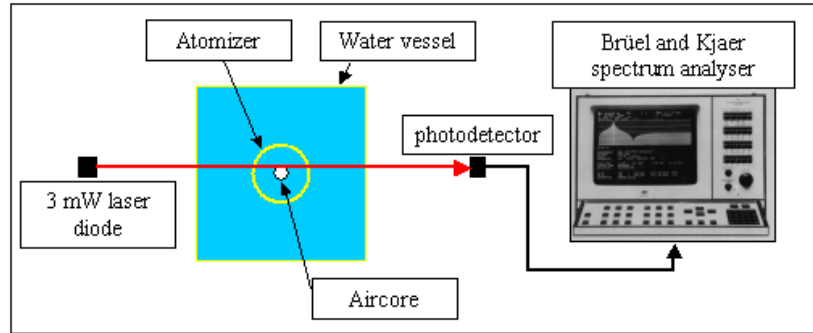


FIG. 3.18 – Principe de la mesure par diffusion de lumière

Cette technique est basée sur l'exploitation d'un phénomène appelé "effet Doppler" : une onde électromagnétique éclairant une particule en mouvement est diffusée avec une fréquence différente de la fréquence incidente. La mesure de ce décalage en fréquence de la lumière laser est directement liée au module de la vitesse des traceurs. La figure 3.19 illustre bien le principe de la mesure par LDA. Une source laser continue est séparée en deux faisceaux qui sont dirigés jusqu'à une tête d'émission. L'un des deux traverse alors une cellule dite de Bragg qui est un système opto-acoustique constitué d'un cristal vibrant à une fréquence donnée dite fréquence de Bragg. Les deux rayons se croisent alors au point focal de la lentille d'émission, créant au point de croisement un volume de mesure de forme ellipsoïdale. Au niveau de ce volume, défini par l'intersection de deux faisceaux provenant de la même source mais ayant suivi des chemins différents et des fréquences légèrement différentes, se crée un réseau de franges d'interférence parallèles qui défile à une vitesse fixe. Toutes les franges se trouvent dans le plan des deux faisceaux et perpendiculaires à la bissectrice définie par l'angle des deux faisceaux. L'interfrange constante dépend de l'angle entre les deux rayons lumineux et de leur longueur d'onde. Elle suit la relation :

$$I_f = \frac{\lambda}{2 \sin(i/2)} \quad (3.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière laser et i , l'angle entre les deux rayons incidents. A partir de cette relation, si l'on connaît le temps de passage d'un traceur entre deux franges brillantes par exemple, sa vitesse sera alors donnée par le rapport entre I_f et le temps mesuré. Or toute particule transportés par l'écoulement qui vient à traverser le volume de mesure va diffuser de la lumière de façon alternée selon que la particule traverse une frange éclairée ou une frange sombre. Le signal correspondant, modulé en fréquence et appelé "bouffée Doppler", est alors capté par le système optique de réception (photomultiplicateur) placé dans la tête d'émission-réception. Après validation du signal par l'électronique de traitement, suivant un seuil d'intensité, la vitesse de la particule peut alors être calculée comme précédemment indiqué.

La mesure simultanée de plusieurs composantes de vitesse est basée sur la création de réseaux de franges ayant des caractéristiques et des directions différentes. La distinction entre deux réseaux de franges se fait habituellement en utilisant deux longueurs d'onde différentes couplées à un filtre interférentiel devant chaque photomultiplicateur. Ainsi, les deux raies les plus intenses du laser à Argon (verte $\lambda = 514,5\text{nm}$ et bleue $\lambda = 488,3\text{nm}$)¹⁰ permettent la mesure de deux composantes de façon courante. La mesure de plusieurs composantes complique néanmoins l'acquisition des données. En effet, les mesures sur chacune des composantes doivent être validées pour chaque particule défilante. Ceci implique notamment que chaque particule croise un nombre minimal de franges dans le volume de mesure. Les mesures doivent donc

¹⁰cas du laser Spectra-Physics "Stabilité 2017" utilisé, entre autre, dans cette étude.

être réalisées en coïncidence.

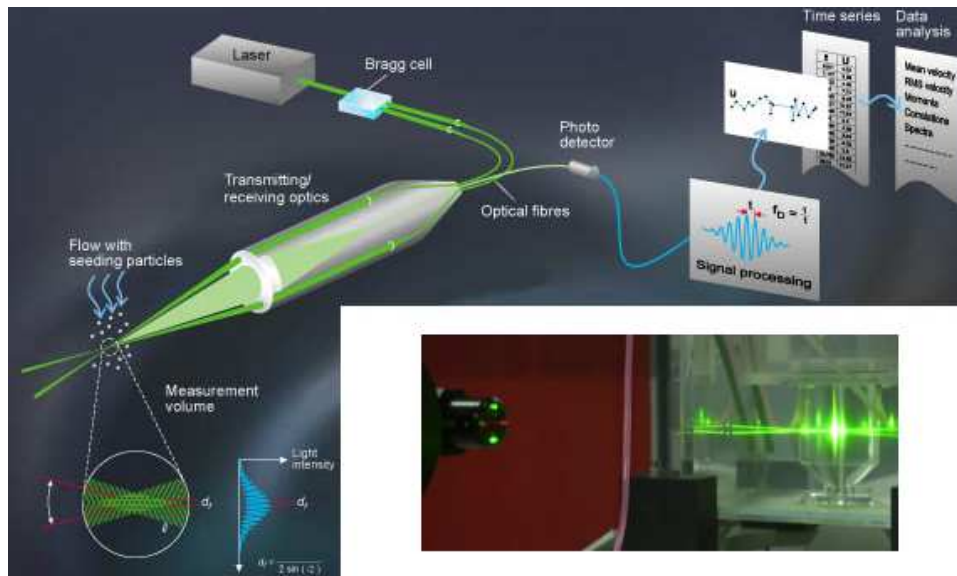


FIG. 3.19 – En haut : principe de la technique LDA, source : Dantec[36] - En bas à droite : la tête d'émission en action.

3.3.4.2 Chaînes d'acquisition employées

Deux systèmes LDA bi-composantes différents ont été employés au cours de cette étude, selon leur disponibilités au sein du département du DMAE. L'étude du circuit primaire a été réalisée avec un système Dantec, acquis par le département en 2001. L'architecture du système est beaucoup plus compacte que celle des modèles antérieurs. Ce système se compose de :

- Un système optique Flow lite composé de deux sources lasers monomodales intégrées (un vert ($\lambda = 532.0\text{nm}$) de 50mW et un rouge ($\lambda = 632.8\text{nm}$) de 10mW¹¹) et d'une cellule de Bragg. Il est couplé à une tête d'émission/réception munie d'une lentille de longueur focale 401.1mm, employée pour toute les mesures ; l'espacement entre faisceaux est de 38mm.
- La tête d'émission/réception montée sur un système de déplacement 3 axes motorisé Dantec Dynamics.
- Une unité d'analyse BSA complète où contrôles et mesures peuvent être automatisés. L'analyse des bouffées Doppler se base sur des algorithmes FFT puissants.
- La gestion de l'acquisition des données et du déplacement du robot est réalisée à partir du programme BSA Flow Software de Dantec (sous Windows NT).

Pour l'étude du circuit secondaire, un système de marque TSI de conception plus ancienne que le Dantec a été utilisé¹². La figure 3.19 décrit les différents éléments qui le composent :

- Une source laser multimodale Argon-Krypton "Stabilite 2017" de Spectra-Physics (max. 20W)

¹¹Il est à noter que ces lasers de faibles puissances, fabriqués par Melles et Griot, sont de conception très récentes. Nous avons subi à plusieurs reprises les inconvénients de leur manque de fiabilité.

¹²Ce changement de matériel est dû aux agendas serrés pour l'utilisation de ce type de matériel, mais aussi à la toute relative fiabilité des sources laser du "Dantec".

- Une unité Colorburst MBS 9201 de TSI qui contient un séparateur de couleurs, un séparateur de faisceaux ainsi qu'une cellule de Bragg. Il en ressort une paire de rayons verts (514.5nm) et une paire de rayons bleus (488.3nm).¹³
- La tête émettrice/réceptrice est monté sur un système de déplacement motorisé à 3 axes de chez CharlyRobot. Le système optique de réception est connecté à l'électronique de traitement à l'aide d'une fibre optique.
- Une unité ColorLink de TSI qui contient deux photomultiplicateurs transformant la lumière observée pour chaque composante en signal analogique. Un oscilloscope est utilisé pour visualiser les signaux afin de vérifier leur qualité.
- Ce signal est traité par un analyseur de bouffées Doppler IFA 655 de TSI.
- La gestion de l'acquisition des données et du déplacement du robot est réalisée à partir du programme FIND 1.4 de TSI[131] (sous Windows 98).

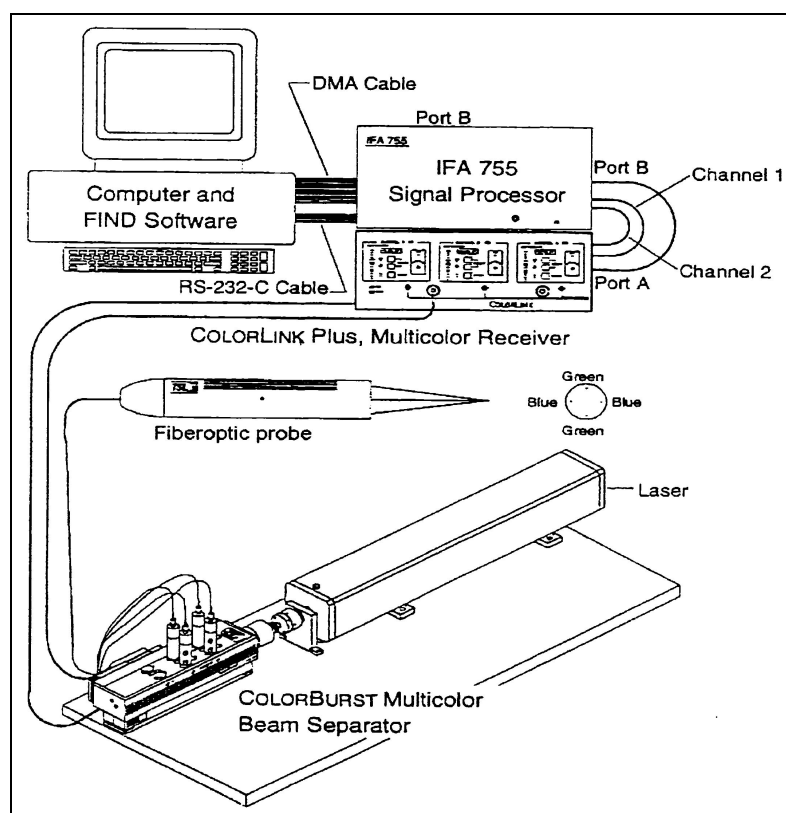


FIG. 3.20 – LDA : chaîne d'acquisition TSI utilisée lors de la présente étude

3.3.4.3 Choix du traceur

Les mesures LDA nécessitent d'avoir un ensemencement correct de l'écoulement étudié : le choix des particules et l'assurance d'une bonne homogénéité de l'écoulement ensemencé sont essentiels.

Pour des investigations par LDA dans des écoulements hydrodynamiques, l'homogénéité n'est pas un gros problème s'il l'ont prend soin d'injecter les particules suffisamment loin de la zone de mesure afin que le brassage turbulent de l'écoulement ait le temps de les répartir convenablement. La difficulté se situe essentiellement au niveau du choix des particules. En effet, il faut minimiser l'erreur due à la différence entre la vitesse de la particule et celle de

¹³L'inconvénient de ce système réside dans la faible stabilité du laser qui nécessite un réglage fin après chaque déplacement et une remise à niveau journalière.

l'écoulement porteur. Cette erreur est minimisée lorsque l'on réduit le diamètre des particules ainsi que la différence $\rho_p - \rho_l$. Dans leur étude expérimentale, Horvay et Leuckel[60] ont utilisé de petites bulles d'air comme traceurs. Pour Hansen et Madsen [57], le choix s'est porté sur les particules de polyamide. Pour cette étude, nous avons opté pour des particules d'iriodine qui ont un diamètre inférieur à $15\mu m$ pour une masse volumique de $3000kg/m^3$. A titre indicatif, l'iriodine est utilisé comme pigment nacrant dans l'industrie de la peinture.

Afin de garantir l'homogénéité de l'ensemencement, un mélange eau-particule homogène est injectée à l'entrée de la colonne de tranquillisation où le brassage est le plus intense. Même si le débit du mélange eau-iriodine est négligeable comparé au débit principal, la pression d'injection à imposer nécessite l'emploi d'une pompe suffisamment puissante. De plus, grâce à une dérivation en sortie de pompe, le brassage du mélange eau-iriodine prêt à l'injection et contenu dans un réservoir, est maintenu tout au long de la série de mesures.

3.3.4.4 Difficultés des mesures

L'utilisation de la technique LDA est délicate dès lors que l'on travaille en milieu confiné et en particulier lorsque la géométrie étudiée est courbe. De plus dans notre cas, la présence du trou d'air instationnaire augmente d'autant plus les difficultés des mesures. Pour une géométrie aussi complexe que celles étudiées dans cette étude, plusieurs effets doivent être pris en compte, du moins vérifiés :

- Les déviations optique dues au phénomène de réfraction qui induisent des écarts sur la localisation des points de mesure, des biais sur la vitesse et des difficultés pour les mesures en coïncidence.
- La biréfringence du matériau utilisé pour la fabrication des prototypes peut induire un déphasage à la traversée des dioptrés biaisant inévitablement la mesure.
- La déformation de la répartition en intensité du rayon lors de la traversée de la géométrie. Initialement le faisceau laser a une répartition gaussienne en intensité.

En ce qui concerne le problème de la biréfringence, le choix du matériau utilisé s'est porté sur du PMMA (ou Polyméthyl méthacrylate). Ce matériau est de qualité optique et offre une transmission de la lumière supérieure à 92% pour une épaisseur de 10mm. Son indice de réfraction est $n = 1.492$. Il nous assure des propriétés isotropes et l'usinage et le polissage des pièces a fait l'objet d'une attention toute particulière afin d'avoir des surfaces uniformes et des épaisseurs constantes.

Afin d'écarter le problème de la déformation, les faisceaux laser sont considérés comme étant infiniment fins [88].

Reste le difficile et principal problème de la réfraction. Dans notre cas, la difficulté est particulièrement accentuée du fait de la géométrie complexe des maquettes (formes cylindriques et coniques, sur-épaisseurs,...). Dès la définition des prototypes, des précautions particulières ont dûes être prises. Les prototypes sont ainsi équipés de "piscines" parallépipédiques permettant de minimiser les effets de courbure des parois sur le trajet optique des faisceaux [9] (voir figure 3.21).

Néanmoins, même si la "piscine" réduit les déviations lors de la traversée des dioptrés, des corrections doivent être apportées aux mesures effectuées. En effet, la réfraction est source de trois erreurs et impose la prise en compte de :

- Une correction en position puisque les déviations des faisceaux laser entraînent un déplacement du volume de mesure par rapport à la position visée.
- Une correction imposée par la variation de l'interfrange. Les effets de courbure entraînent une modification de la géométrie des ellipsoïdes. En effet, l'angle i_{real} entre les deux faisceaux laser peut être très différent de l'angle d'émission $i_{emission}$ sur lequel est basé le calcul des dimensions du volume de mesure et du nombre d'interfranges. Cet angle étant modifié, le nombre d'interfranges l'est aussi ce qui induit une erreur lors de l'estimation de

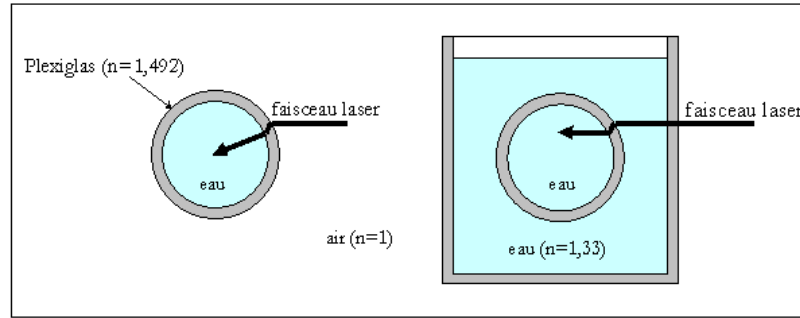


FIG. 3.21 – Effet de courbure des parois sur le faisceau laser : utilisation d'une piscine pour réduire les déviations du faisceau

la vitesse. Cependant lors de la traversée de milieux optiques différents, la longueur d'onde du faisceau laser subit aussi une modification suivant la relation $\lambda_{real}n_{eau} = \lambda_{emission}n_{air}$. D'après la relation 3.1, la vitesse est corrigée en pondérant la vitesse mesurée par le rapport $\sin(i_{emission})/(n_{eau} \sin(i_{real}))$.

- Une correction imposée par la rotation du volume de mesure. Mais cette dernière est négligée.

Il est donc impératif de connaître pour chaque point visé toutes les caractéristiques des volumes de mesure (position réelle, géométrie, réseau d'interfranges) pour pouvoir correctement corriger la vitesse mesurée et confirmer sa validité. Pour ce faire, une simulation numérique de la réfraction des faisceaux laser à travers la maquette a été développée avec le logiciel Matlab sur la base de travaux antérieurs réalisés à l'ONERA [115, 54]. Ce programme permet de calculer précisément le trajet optique des faisceaux en prenant en compte un grand nombre de paramètres (diamètres, indices optiques, focale de la lentille LDA employée, configuration des faisceaux (selon leur plan de mesure, horizontal ou vertical), points visés, etc ...), afin de connaître le point réel d'intersection des deux faisceaux laser. D'autre part, en raison de l'importante courbure des parois de l'injecteur, les deux volumes de mesure correspondant aux deux composantes mesurées ne sont pas forcément au même endroit. La distance entre les deux ellipsoïdes doit être prise en compte afin de valider les mesures en coïncidence. Il faut pour cela une intersection non nulle des deux volumes. Ce problème est d'autant plus délicat au niveau des parois et dans la partie convergente de l'injecteur. La description de ce programme est disponible en annexe B.

3.3.4.5 Mise en place des mesures : cas du circuit primaire

Choix des optiques : La présence du bâti nous a obligé à réaliser toutes les mesures LDA en diffusion arrière (le récepteur est situé dans la tête d'émission laser). D'autre part, le choix de la lentille de focalisation de la tête LDA est le résultat d'un compromis entre quatre éléments :

- La nécessité d'une focale longue afin de pouvoir explorer une géométrie complexe.
- Minimiser la longueur des volumes de mesure afin de limiter les difficultés d'exploration au voisinage des parois et du trou d'air.
- Les dimensions du banc expérimental qui limite la course de la tête émettrice.
- Les disponibilités de matériels.

Lors de l'étude du circuit primaire, nous avons utilisé une lentille de 401.1mm pour un espacement entre faisceau de 38mm, ce qui correspond à un angle $i_{emission} = 5.42^\circ$.

Choix des lignes de mesure : En raison de l'hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement et de la présence du trou d'air, l'exploration de la maquette primaire principale est réalisée suivant différents rayons d'un plan longitudinal passant par l'axe, répartis le long de l'embout (cf. figure 3.22). Ainsi, seules les composantes axiale (faisceau des lasers verts placé verticalement) et tangentielle (faisceau des lasers rouges placé horizontalement) de la vitesse sont mesurées.

Les points à mesurer sont définis à partir des corrections apportées par le programme précédemment cité et sont organisés comme suit :

- Dans la chambre de swirl, les mesures sont réalisées avec un pas entre points de mesure de 1mm, sauf aux abords de la paroi où ce pas est alors de 0.5mm. Même si plusieurs essais ont été entrepris les mesures effectuées au niveau du swirler sont restées infructueuses en raison d'une géométrie complexe à traverser.
- Dans le reste de l'injecteur (convergent et orifice de sortie), le pas est fixé à 1mm.

Grâce à un ensemencement suffisamment homogène et des réglages éprouvés, donnant des taux d'acquisition très corrects (environ 2kHz chutant à 300 – 600 Hz près des parois), en moyenne 5000 échantillons par point de mesure sont enregistrés.

La maquette complémentaire Des mesures par LDA sont aussi effectuées dans la maquette complémentaire. Elles sont réalisées via la base transparente du swirler dans un plan axial de l'injecteur. Ainsi, aucune correction due à des effets de courbure n'est à prendre en compte. Seule l'application des traditionnelles lois de la réfraction de Descartes permettent de connaître la correction en position à effectuer. La grille de mesure cartésienne utilisée couvre l'ensemble de la chambre de swirl et du convergent suivant un plan passant par l'axe de l'injecteur. Le pas de mesure est de 1mm (0.5mm près de la paroi du swirler). Pour chaque point de mesure, 4000 échantillons sont pris en compte. De plus, en vue d'une étude fréquentielle poussée de l'écoulement, une seconde grille beaucoup plus large que la première est considérée où, pour chaque point de mesure, entre 50000 et 70000 échantillons sont relevés.

3.3.4.6 Mise en place des mesures : cas du circuit secondaire

Etant confronté aux mêmes difficultés que dans le cas de la maquette primaire, les précautions à prendre sont identiques. Une lentille de 362.6mm pour un espacement entre faisceau de 50mm est utilisée, ce qui correspond à un angle $i_{\text{émission}} = 7.89^\circ$.

L'exploration de l'écoulement du circuit secondaire est réalisé dans un plan axial à l'injecteur et suivant plusieurs rayons répartis tout au long de l'embout comme indiqué sur la figure 3.22. 4000 échantillons par point de mesure sont enregistrés. Les composantes axiale et tangentielle de la vitesse sont mesurées respectivement à partir des volumes de mesure vert (faisceau des lasers verts placé verticalement) et bleu (faisceau des lasers bleus placé horizontalement).

3.3.4.7 Post-traitement des données LDA - Circuit primaire

Ce paragraphe donne quelques indications sur l'évaluation et la correction des erreurs de mesure LDA pour le circuit primaire. Le même travail de correction est effectué pour le circuit secondaire mais étant similaire, il ne sera pas traité ici.

Mesures réalisées en coïncidence? La correction de la position des volumes de mesure au niveau des parties cylindriques de l'injecteur est simple. Par contre, au niveau du convergent, la géométrie induit une déviation suivant le rayon mais aussi suivant la hauteur. Pour cette dernière, l'augmentation de l'ouverture du convergent accentue cette déviation longitudinale. La correction de la position de mesure doit donc prendre en compte ces deux

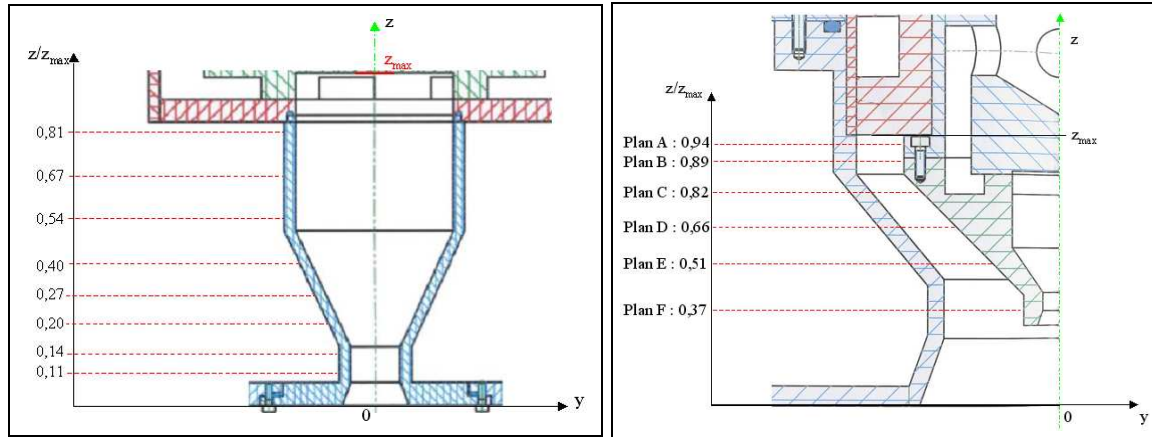


FIG. 3.22 – Position des rayons d'exploration par LDA pour la maquette du circuit primaire (à gauche) et secondaire (à droite)

paramètres.

A partir de la connaissance des coordonnées précises des intersections pour les deux faisceaux laser, l'écart entre le centre des deux volumes de mesure, comparé à la longueur de ces derniers, est évalué. Il apparaît alors que la coïncidence est validée dans tous les cas tant radialement que longitudinalement.

Corrections dues aux variations de l'interfrange Quelque soit le rayon le long duquel les mesures sont effectuées, la variation de l'interfrange n'est seulement sensible qu'au niveau du volume de mesure rouge parce que seule la trajectoire du faisceau horizontal est affectée par la courbure de la géométrie. Néanmoins, la déviation reste limitée grâce à l'utilisation de la piscine.

Prenons au cas par cas chaque partie du système étudié :

- La forme cylindrique de la chambre de swirl et de l'orifice de sortie induit une faible variation de I_f :
 - Pour la chambre de swirl, l'erreur relative sur la mesure de la composante tangentielle est de l'ordre de 1.3% près de la paroi et décroît rapidement jusqu'à 0.25% lorsque l'on approche du trou d'air.
 - Pour l'orifice de sortie, l'erreur relative sur la mesure est de l'ordre de 3.8% (4.8% pour l'injecteur $n^{\circ}4$) et tend vers 2% (2.2% pour l'injecteur $n^{\circ}4$) en approchant du trou d'air. Ces erreurs sont donc faibles et les corrections négligeables lorsque l'on se rapproche de l'axe.
- L'angle du convergent induit une variation de I_f un peu plus importante en particulier aux abords de la paroi. Les erreurs relatives de mesure sont ainsi comprises entre 4.76% et 0.23% selon les configurations et la localisation radiale (les écarts les plus importants sont enregistrés aux abords de la paroi lorsque l'on se place en sortie de convergent (i.e. $z/z_{max} = 0.2$)).
Les vitesses tangentielles mesurées sont corrigées en conséquence.

Traitement des zones voisines des interfaces et des parois Il est important de traiter correctement les zones limites des rayons de mesure. La paroi tout autant que le trou d'air génèrent une augmentation de "bruit" lors des mesures LDA. Lors d'une acquisition nous mesurons alors un grand nombre d'échantillons non-réels à la fréquence de Bragg correspondant à un effet de réflexion des signaux au niveau de l'interface. Au final les spectres obtenus montrent la présence de deux pics de vitesse dont l'un, induit par ce phénomène, est centré sur zéro. Ceci est particulièrement accentué dans la région du trou d'air. Il est donc important

de filtrer les mesures effectuées pour les deux composantes afin de ne pas prendre en compte ces erreurs. Ce filtrage est réalisé lors des mesures en définissant une fenêtre de validité de vitesse et en jouant sur la sensibilité de l'appareil. Une correction est aussi réalisée lors du post-traitement des données.

Traitement statistique des données LDA

- A partir des mesures réalisées, plusieurs statistiques classiques peuvent être calculées, permettant ainsi d'évaluer, pour chaque composante, la vitesse moyenne et la vitesse RMS définies comme étant :

$$u = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad (3.2)$$

$$u_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u_i - u)^2} \quad (3.3)$$

où n est le nombre total d'échantillons de vitesse. Nous définissons alors une intensité turbulente telle que :

$$I.T.(%) = 100 \left(\frac{u_{RMS}}{W_i} \right) \quad (3.4)$$

- Une exploitation fréquentielle des mesures effectuées par LDA est réalisée avec l'aide du logiciel ASSA développé par Ramond[105].

3.3.5 Mesures par PIV

3.3.5.1 Brefs rappels sur la technique PIV

La PIV est une méthode optique non intrusive qui permet d'obtenir des cartes de vitesse instantanées dans un plan de l'écoulement ensemené étudié. Une source laser pulsée génère sur un même axe optique deux impulsions lumineuses décalées dans le temps d'un intervalle Δt très faible et ajustable (il est directement lié à la vitesse locale de l'écoulement moyen). Ces impulsions traversent un dispositif optique réalisant un plan de lumière dans l'écoulement. Ce dernier est ensemené de micro-particules qui font office de traceurs. Une caméra rapide acquiert une image par éclair laser. Le doublet ainsi généré est enregistré et le déplacement des particules entre ces deux images est déterminé : le vecteur déplacement local entre deux trames consécutives est déterminé suivant une analyse statistique par intercorrélacion (cf. figure 3.23).

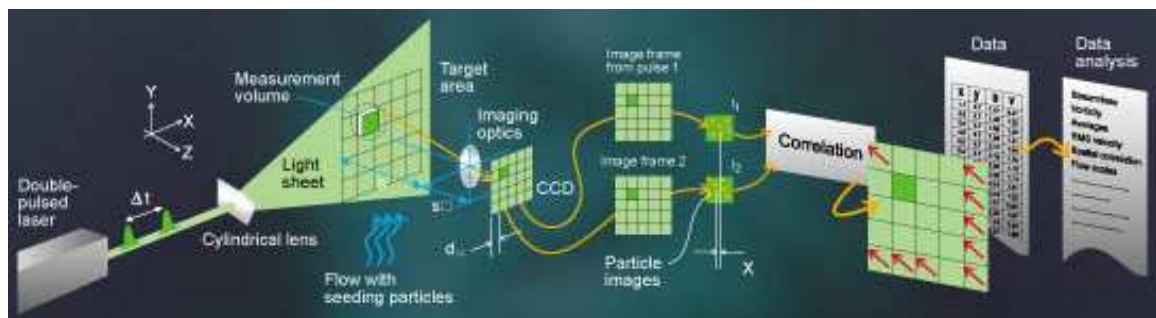


FIG. 3.23 – Principes de la technique PIV - Source : DANTEC[36]

3.3.5.2 Chaîne d'acquisition employée

La chaîne d'acquisition utilisé est un système très récent acquis par le DMAE courant 2001. Il se compose de :

- Une source laser pulsée YAG de SpectraPhysics (PIV-400) générant des flashes de lumière jusqu'à 400mJ pour une fréquence de 10 Hz. La longueur de l'onde émise est de 532nm.
- Une caméra sharpVISION 1300 de IDT équipée d'un capteur CCD Sony de résolution 1300*1030. Le temps entre deux images peut aller jusqu'à 200 nanosecondes.
- Un synchroniseur
- Le logiciel d'acquisition et de traitement Provision d'IDT, couplé avec le logiciel Tecplot pour les visualisations et les mises en valeur des résultats.

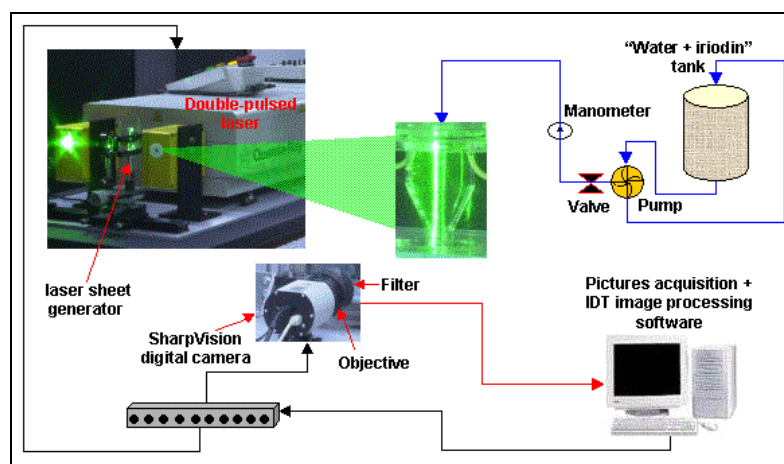


FIG. 3.24 – Banc de mesure PIV

3.3.5.3 Mise en place et difficultés des mesures

Pour des raisons de disponibilité du matériel, cette technique a été utilisée uniquement lors de l'étude du circuit primaire. La mise en place du système PIV est certes moins complexe que pour les systèmes LDA mais elle nécessite tout autant de précautions. Le système laser est placé de telle manière à générer une tranche laser qui traverse la maquette suivant son axe. Donc seules les composantes axiale et radiale de la vitesse sont mesurées. Les explorations sont concentrées sur la moitié de l'embout : la présence du trou d'air et la diffusion de la tranche qu'il induit empêche toute mesure derrière lui. En complément de ces problèmes de diffusion de lumière générant un bruit très important, le caractère fortement instationnaire du trou d'air rend difficiles les mesures aux abords de ce dernier. Nous avons pris soin de placer un filtre polarisant sur l'objectif de la caméra afin de minimiser toutes les réflexions de lumière générées par le trou d'air. Ainsi, du fait de la complexité de la géométrie, seuls la chambre de swirl et le convergent sont étudiés (cf. figure 3.25). Les acquisitions réalisées ont alors pour but de mieux comprendre la structure et le caractère instationnaire de l'écoulement. Les zones d'étude déterminées, nous avons pris la précaution de caractériser au préalable les déformations dues à la géométrie avec l'aide des images CCD de différentes mires (la piscine et la maquette étant toutes les deux remplies d'eau). L'analyse de ces images montre que les déformations, très minimes, ne nécessitent pas de correction. Cependant d'autres erreurs dues principalement à des problèmes optiques tels qu'une illumination inhomogène ou des réflexions parasites, peuvent entacher nos mesures.

A ces différentes sources d'erreur liées à l'expérience elle-même peuvent s'ajouter des difficultés inhérentes aux techniques PIV. En effet, plusieurs facteurs d'erreur sont susceptibles

d'entacher les mesures effectuées. D'ailleurs elles peuvent être d'autant plus graves que l'écoulement à étudier est complexe. Ces principales erreurs sont :

- Le problème de l'ensemencement : outre le problème délicat de l'homogénéité de l'ensemencement, la taille des particules est particulièrement influente sur la précision des mesures. Ainsi, le bruit de mesures est directement proportionnel à la taille des traceurs[2]. Ainsi pour une intercorrélacion entre deux images, le diamètre des particules doit être d'environ de 2 pixels. Les premiers essais ont confirmé notre choix de conserver la méthode d'ensemencement utilisée pour les mesures LDA.
- La "perte de doublets" (ou "loss of pairs" suivant l'expression anglaise) : elle correspond, lors de la comparaison d'un doublet, à la perte d'une particule d'une fenêtre d'interrogation à l'autre. Ce facteur d'erreur est directement lié à la taille finie des fenêtres d'interrogation et à la vitesse de déplacement des particules. Sa limitation conduit ainsi l'expérimentateur à trouver un compromis entre la résolution spatiale désirée (nécessaire à la capture, par exemple, de structures tourbillonnaires de petites échelles) et une grande précision de mesure (nécessitant une réduction du temps entre deux pulses de lumière). Dans le cadre de notre étude, ce problème se complexifie du fait du caractère fortement tridimensionnel de l'écoulement. Lorsque le plan de mesure est axial, soit perpendiculaire au mouvement tangentiel des traceurs, les effets 3D génèrent un biais dit "biais Z" correspondant à une importante perte de particules. Ainsi de grandes précautions doivent être prises lors de la définition du temps δt .
- La troncature de particules est un problème lié aux les particules se situant à la limite des fenêtres d'interrogations et nécessite de prendre beaucoup de précautions lors de l'exploitation des résultats obtenus.
- La présence de gradients de vitesse trop importants dans certaines parties de l'écoulement.

A la suite d'un grand nombre de tests préalables, la définition du δt et de l'éclairement des zones investiguées nous a permis de réaliser pour différentes configurations et pour différents débits des séquences de couples d'images. Les conditions optimales ont été fixées pour un δt compris entre 25 et 30 μs (pour un débit de 3000l/h). Le traitement des couples d'images est réalisé via le logiciel Provision d'IDT [61]. Il permet de définir un maillage de calcul précis utilisé pour chaque couple et réalise ensuite le traitement PIV afin d'obtenir un champ de la résultante des vitesses axiale et radiale. Une calibration à partir d'une première image avec mire est naturellement effectuée avant chaque mesure. Le traitement statistique d'une séquence de 300 couples d'images nous donne le champ moyen pour chaque composante mesurée ainsi que le champ RMS. Le logiciel Tecplot est utilisé pour les visualisations et l'exploitation des données recueillies.

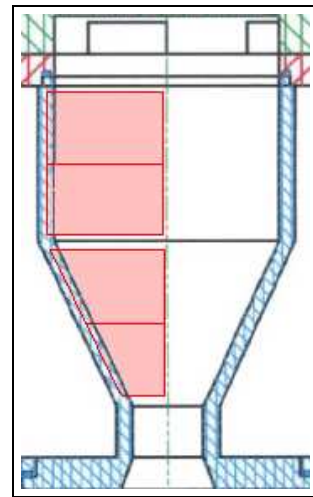


FIG. 3.25 - Zones investiguées par PIV

Chapitre 4

Mise en place de l'étude numérique

4.1 Introduction

Actuellement, l'étude de systèmes industriels doit déboucher sur la mise en place d'une modélisation numérique efficace permettant une approche poussée et rentable de leur développement. Les systèmes d'injection ne dérogent pas à cette règle mais la complexité de l'interaction des phénomènes physiques qui animent les écoulements rend leur modélisation très difficile. En tout premier lieu, la présence de deux fluides distincts, un liquide et un gaz (typiquement de l'air) et le fait que l'écoulement dans chaque phase puisse être turbulent ou non, impose de faire le choix de modèles diphasiques efficaces. L'importance des conditions de sortie d'un injecteur simplex demande à ce que l'interface entre les deux fluides (entre trou d'air et liquide swirlé environnant) soit capturée avec une précision suffisante.

D'autre part, la prise en compte des effets tridimensionnels et surtout instationnaires complexifie d'autant plus ces approches numériques.

Les premières tentatives notables ont été réalisées à partir de 1997 à l'UMIST (Manchester) par l'équipe du professeur Yule, en choisissant de contourner le problème du calcul direct de l'interface grâce à une simulation monophasique et laminaire[26] basée sur l'utilisation du logiciel de CFD industriel "Fluent 4". Les études réalisées par la suite ont traité le problème avec une approche diphasique bi ou tridimensionnelle de type VOF[120, 132] ou ALE[66], à partir de codes spécifiquement développés pour ces études ou de codes de CFD industriels. Malgré leur importante contribution, la diversité dans les stratégies et les modèles mis en œuvre est le parfait reflet des importantes interrogations qui demeurent à propos de la nature de l'écoulement interne et de son instationnarité. Ainsi, même si la plupart des auteurs ont choisi de considérer un écoulement liquide laminaire[26, 132, 96] aux vues des études expérimentales à leur disposition, d'autres, en avançant son caractère fortement swirlé, ont considéré l'écoulement interne comme étant le siège d'une intense turbulence anisotrope et ont de ce fait choisi l'utilisation de modèles de turbulence plus ou moins complexes et adaptés : le modèle simplifié de Baldwin et Lomax[6] pour Benjamin et al.[15], un modèle $k - \epsilon$ pour Datta et Som[37], le modèle RSM¹ pour Steinhörsson et al.[120] ou une approche LES pour Hansen et al.[57].

De la même manière seules les études les plus récentes et en particulier celle menée par l'équipe du professeur Von Lavante de l'Université d'Essen (2001-2002) [132, 91] ont mis en avant l'importance de l'aspect instationnaire de l'écoulement.

La contribution optimale de l'approche numérique pour le développement des systèmes d'injection à des fins industrielles nécessite un compromis certain entre la précision et le coût des calculs. La modélisation de l'écoulement interne d'un simplex a pour but d'obtenir numérique-

¹pour Reynolds Stress Method

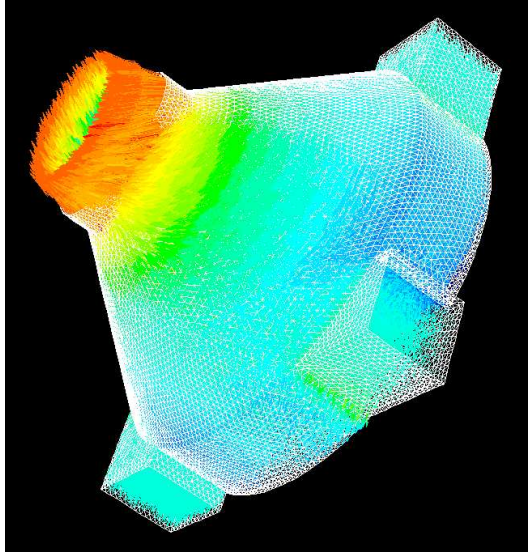


FIG. 4.1 – Application de la méthode monophasique de Yule et al. à la modélisation en 3 dimensions - Configuration test.

ment une bonne estimation des caractéristiques en sortie d'injecteur, validée par les données expérimentales disponibles. C'est dans cette optique que le choix du matériel numérique s'est porté sur le code de calcul Fluent dans ces versions 5 et 6.

Plusieurs approches sont mises en place afin de tester les capacités de ce type de logiciel à simuler de façon précise les particularités de ce type d'écoulement.

Ce chapitre présente, dans un premier temps, les principales approches numériques utilisées pour les simulations diphasiques proches de notre problème. Par la suite, les logiciels Fluent 5.7 et 6 sont détaillés avant de discuter des approches mises en place. Après une présentation des différents maillages bi-dimensionnels et tri-dimensionnels utilisés, basées sur plusieurs configurations expérimentales des deux circuits, nous discutons de la méthodologie appliquée et du choix des algorithmes.

4.2 La modélisation du trou d'air interne

4.2.1 Approche monophasique de Yule et Chinn

Dans le cadre de leurs recherches sur l'hydrodynamique interne du simplex, Chinn et Yule ont utilisé le logiciel Fluent dans sa version IV [26]. Ce logiciel ne permettant pas encore des simulations d'interfaces, ils ont donc considéré le problème de l'écoulement interne comme étant entièrement monophasique. Ainsi, l'ensemble du système (injecteur et cavité environnante) fonctionne avec le même fluide : c'est le modèle dit "inondé"[26]). Il s'avère alors qu'une région de recirculation apparaît au niveau de l'axe central. Cette situation est alors assez comparable à l'entrée de l'air au centre de l'écoulement dans le cas réel, même si la démarcation entre recirculation et écoulement swirlé principal est moins évidente. Dans le modèle monophasique, elle correspond à la position de l'isobare zéro ($P = P_a$)[26].

Cette approche est intéressante car elle a permis à Chinn et al. de déterminer la position approximative de l'interface en évitant l'utilisation d'une approche diphasique, plus délicate à mettre en œuvre. Leur simulation s'est basée sur la géométrie étudiée expérimentalement à l'UMIST à la même période [30][138]. Elle est axée sur une approche laminaire du problème. La figure (4.2 est une illustration des résultats obtenus. En particulier des instabilités de Görtler, générées par la courbure de l'écoulement due à la paroi convexe de la chambre de swirl ont été détectées, à l'instar des observations expérimentales effectuées.

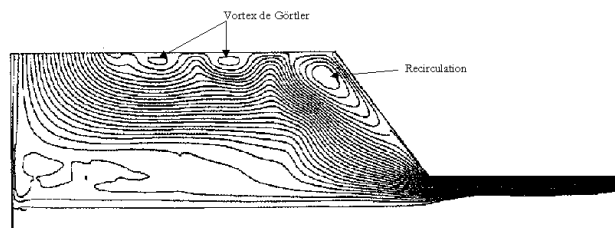


FIG. 4.2 – Lignes de courant - Cas laminaire (D'après [26])

4.2.2 Approche diphasique : Méthodes numériques pour le suivi d'interfaces

Dans un problème à interface libre, le domaine d'étude a une frontière inconnue, l'interface, sa détermination faisant partie de la résolution du problème. L'interface étant le siège de phénomènes physiques importants (tension de surface, évaporation,...), sa formation, son évolution et sa dynamique jouent un rôle très important dans le comportement du système. La résolution de problèmes à interface libre est particulièrement difficile parce qu'elle doit non seulement comporter les champs hydrodynamiques dans les différentes phases des fluides mais également traiter les interfaces entre les fluides. Ces interfaces se déplacent sous l'influence de l'écoulement et affectent, à leur tour, le comportement de l'écoulement. Cette interaction entre la dynamique de l'interface et le processus de transport est au coeur des problèmes à interface libre. La difficulté existe même si les lois décrivant les caractéristiques d'interface sont bien établies du point de vue de la dynamique des fluides comme de celui de la thermodynamique. La principale difficulté provient du fait que la position et la forme de l'interface doivent être déterminées comme partie de la solution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. A l'intérieur de chaque domaine, les équations doivent être résolues avec la localisation de l'interface déterminée simultanément.

Plusieurs problèmes surviennent dans le traitement numérique des interfaces libres et en particulier leur représentation discrète et leur évolution dans le temps. Beaucoup de méthodes numériques ont été développées et chacune a ses avantages et ses inconvénients : le choix de la méthode dépend du problème à résoudre.

Nous pouvons distinguer deux grandes catégories de méthodes de suivi de l'interface :

- **Les méthodes lagrangiennes** : elles sont caractérisées par l'utilisation d'un maillage mobile : le maillage est généré pour se conformer à la forme de l'interface et remis à jour à chaque pas de temps. Ainsi, chaque cellule de calcul contient toujours l'élément d'un même fluide. Ceci confère aux méthodes lagrangiennes plusieurs avantages évidents :

- * Les interfaces coïncident avec les lignes du maillage et peuvent être suivies avec précision
- * Les conditions aux limites s'appliquent très facilement

Par contre, le champ d'applications de ces méthodes aux problèmes d'interface libre est limité à des écoulements où l'interface se déforme modérément car :

- * Lors du calcul, le maillage va se déformer en fonction du déplacement de l'interface. Ceci va donc engendrer une importante imprécision numérique due à l'irrégularité des mailles.
- * La régénération du maillage dans le cas d'un changement de topologie de l'interface (rupture ou reconnexion) rencontrée dans les problèmes de gouttes et d'atomisation, est très difficile à mettre en oeuvre.

- **Les méthodes eulériennes** : elles sont caractérisées par l'utilisation d'un maillage fixe. On doit alors introduire des éléments supplémentaires pour représenter l'interface.

On distingue deux stratégies : la méthode de suivi de front (où l'interface est reconstituée par des points marqueurs situés sur l'interface) et la méthode de suivi en volume (où l'interface est reconstruit à l'aide d'une quantité de marqueur α).

L'avantage principal de cette approche eulérienne par rapport aux méthodes lagrangiennes est que l'interface peut subir de grandes déformations sans que la méthode ne perde de sa précision.

4.2.2.1 Remarque sur les méthodes lagrangiennes

Les méthodes de déformation de maillages ajustent le maillage afin de garder l'interface localisée toujours sur les mêmes cellules-frontières. L'utilisation d'une formulation totalement lagrangienne pour capturer une interface mouvante est une approche intéressante. Le maillage se déplaçant constamment avec la vitesse locale du fluide, l'interface est suivie de façon précise au niveau des frontières des cellules. Cependant, un tel calcul peut conduire à une importante distorsion du maillage (excepté dans le cas d'écoulements très calmes). Certains auteurs ont aussi proposé des méthodes qui mélangent ces deux stratégies appelées méthodes lagrangienne-eulérienne. Pour surmonter cette difficulté, il existe une méthode mixte appelée méthode ALE² qui est la combinaison d'un suivi d'interface lagrangienne avec un remaillage eulérien qui évite toute distorsion [38].

Cette approche, couplée avec le modèle de Baldwin-Lomax pour les écoulements turbulents, a été appliquée de façon poussée par Benjamin et al [66][59]. Une illustration de leurs résultats est donnée en figure 4.3.

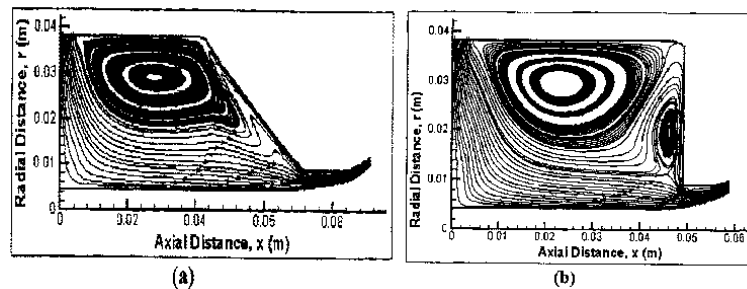


FIG. 4.3 – Modélisations avec la méthode ALE - Références [66]

4.2.2.2 Méthodes de suivi de front

Ces méthodes représentent une interface comme la connexion d'une série de courbes interpolées sur des points appelés "marqueurs". Elles appartiennent à la classe des méthodes eulériennes mais les marqueurs sont suivis de façon lagrangienne. A chaque pas de temps, la localisation des marqueurs, ainsi que l'ordre dans lequel ils sont reliés, sont sauvegardés. Les marqueurs sont alors déplacés suivant une équation d'évolution de l'interface. L'information concernant la localisation, l'orientation et la courbure de l'interface est disponible explicitement à chaque pas de temps, ce qui permet un calcul précis des tenseurs des contraintes et de la tension de surface.

Dans la forme la plus simple des méthodes de suivi de front, les marqueurs sont représentés par la distance par rapport à une surface référentielle en introduisant une fonction de hauteur (figure 4.4 a). Mais cette approche n'est plus possible lorsque la courbe interpolée devient multivaluée. Pour éviter cette limitation, il est envisageable de faire une représentation paramétrique des marqueurs (figure 4.4 b).

Cette approche s'accompagne de plusieurs difficultés. D'abord, pour un problème donné, les

²Arbitrary-Lagrangian-Eulerian

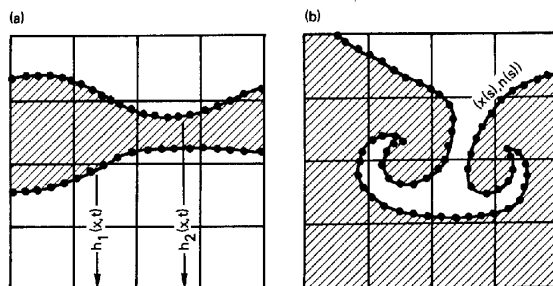


FIG. 4.4 – Méthodes de suivi de front

marqueurs peuvent s'accumuler dans une partie de l'interface, laissant une autre partie sans résolution suffisante. Ensuite, il est très difficile de traiter des ruptures ou des connexions d'interfaces. Enfin, la complexité dans la représentation et le traitement de l'interaction des interfaces limite l'application de la méthode de suivi de front aux cas 1D et 2D.

4.2.2.3 Méthode de suivi en volume

Les méthodes de suivi en volume ne sauvegardent pas une représentation de l'interface mais la reconstruisent lorsque besoin est. La reconstruction se fait cellule par cellule à l'aide d'une quantité de marqueur dans chaque cellule.

- Une des premières méthodes utilisées est la méthode MAC³ (Harlow et Welsh, 1965). La méthode MAC utilise une distribution de particules "marqueurs" pour identifier la région spatiale occupée par un fluide à surface libre. Ces marqueurs sont transportés par une méthode lagrangienne. Cette méthode nécessite beaucoup de marqueurs pour bien définir une interface. De plus, des erreurs numériques dans le transport des marqueurs peuvent provoquer une diffusion numérique près de l'interface, engendrant une interface floue. Pour réduire cette diffusion dite numérique, beaucoup plus de marqueurs que de cellules sont nécessaires, accroissant du même coup le temps de calcul. Les méthodes de volume de fluide ou VOF sont développées pour surmonter ces défauts.

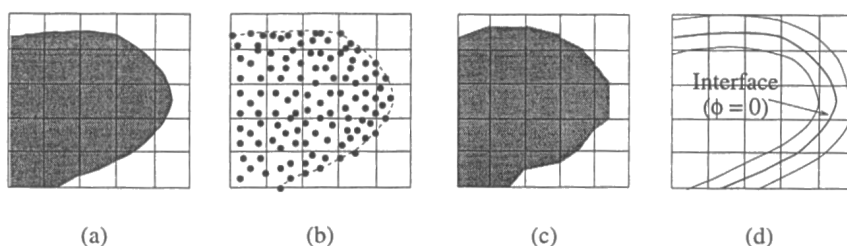


FIG. 4.5 – Méthodes de suivi en volume (a. Interface réelle ; b. Méthode MAC ; c. Méthode VOF ; d. Méthode "level-set") - Référence [85]

- La méthode VOF est une méthode eulérienne développée par DeBar (1974) puis reprise par Hirt et Nichols (1981). Elle se base sur l'utilisation de la fraction volumique occupée par un des fluides comme quantité de marqueur. Elle est largement exploitée dans le traitement des interfaces libres complexes (Hirt et Nichols [58], Kothe et Mjolsness [75], Li [85]), y compris l'atomisation primaire (Keller, 1994) et secondaire (Zaleski, 1995).

Cette méthode représente l'interface en terme de fraction de volume de cellule occupée par le

³marqueur et cellule

liquide. Chaque champ de variables et chaque propriété sont partagés en fonction des phases et sont représentés par des valeurs moyennes volumiques. Ainsi, les variables et les propriétés dans chaque cellule du maillage sont soit purement liés à une phase unique, soit liés à un mélange de fluides, dépendant des valeurs des fractions volumiques. Par exemple, si la fraction volumique du q ème fluide d'une cellule est dénommée α_q alors les trois conditions suivantes

sont possibles :

$$\begin{aligned} \alpha_q = 0 & \quad \text{la cellule est vide de fluide } q \\ \alpha_q = 1 & \quad \text{la cellule est totalement remplie de fluide } q \\ 0 < \alpha_q < 1 & \quad \text{la cellule contient l'interface entre les fluides} \end{aligned}$$

les phases est donnée par la solution d'une équation de continuité pour la fraction volumique d'une ou plusieurs phases. Pour la q ème phase, cette équation est de la forme suivante :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + w_i \frac{\partial \alpha_q}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

Pour le cas de la première phase pour laquelle l'équation précédente n'est pas résolue, la fraction volumique de la phase 1 est calculée à partir de la définition donnée par cellule :

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1$$

Structure des méthodes VOF Les méthodes VOF consistent en deux parties : un algorithme de reconstruction pour déterminer une approximation de l'interface donnée et un algorithme d'advection qui résout l'équation d'advection (4.1) afin de déterminer les fractions volumiques α au pas de temps suivant. Etant donné que les méthodes VOF sont basées sur une discrétisation de volume d'un des fluides, la conservation de la masse est équivalente à la conservation du volume en écoulement incompressible.

Reconstruction de l'interface Lors du passage d'une interface continue à un champ discret de fractions volumiques, l'information exacte sur la position de l'interface est perdue : la localisation exacte de l'interface ne peut pas être reconstituée. Ainsi, un champ de fractions volumiques ne peut garantir une géométrie unique de l'interface. Puisque l'on ne dispose que d'une information par cellule concernant l'interface, une certaine liberté dans la reconstruction de l'interface est permise : la forme de l'interface reconstruite n'est pas nécessairement continue, elle peut être représentée par un ensemble de segments non connectés.

Dans les méthodes VOF, la géométrie de l'interface approchée est un élément essentiel de la résolution du problème. Des algorithmes de reconstruction sont ainsi nécessaires afin de reconstituer la localisation de l'interface à partir des données locales des fractions volumiques. Trois types d'algorithmes de reconstruction existent :

- la reconstruction d'interface constante par morceaux (méthodes "donneur-accepteur" [58] ou SLIC⁴[75]) : elle suppose que l'interface est une ligne droite horizontale ou verticale dans chaque cellule. C'est une méthode d'ordre un qui est assez sensible aux instabilités numériques.
- la reconstruction d'interface en escalier (Chorin, 1980) : C'est une approche moins brutale que la précédente.
- la reconstruction d'interface affine par morceaux (ou PLIC⁵) : c'est une des meilleures approches que l'on puisse faire sur la géométrie d'interface. Elle est curieusement celle de la première méthode VOF de DeBar (1974). Cependant, l'algorithme proposé était

⁴pour Simple Linear Interface Calculation

⁵pour Piecewise Linear Interface Calculation

insuffisant et complexe. Il faut attendre les travaux de Youngs[137] pour voir un développement significatif de cette approche. Dans cette méthode, l'interface est approchée par un segment dans chaque cellule à partir d'une approximation de la direction normale calculée en inspectant les fractions volumiques des huit cellules adjacentes à la cellule considérée.

A l'inverse de l'approche constante par morceaux, la méthode affine par morceaux est un algorithme de reconstruction d'ordre 2 permettant d'éviter toute instabilité numérique.

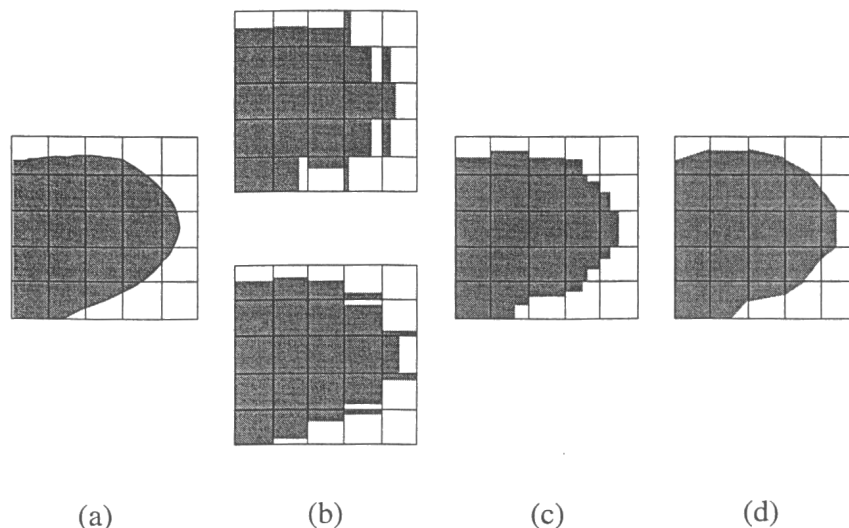


FIG. 4.6 – Méthodes de reconstruction d'interface pour la méthode VOF (a. Interface initiale ; b. Interface constante par morceaux (méthode "donneur-accepteur") ; c. Interface escalier ; d. Interface affine par morceaux)-Référence [85]

Résolution de l'équation d'advection Il existe deux catégories d'algorithmes qui résolvent l'équation d'advection :

- L'approche eulérienne : elle utilise des schémas conservatifs pour assurer la conservation de la masse dans le cas incompressible. Néanmoins, ils sont sujet à des oscillations numériques près de l'interface qui obligent tous les algorithmes existants à utiliser une renormalisation afin d'éliminer toutes les mauvaises cellules (cellules ayant une fraction volumique α supérieure à 1 ou inférieure à 0).
- L'approche lagrangienne : après la reconstruction de l'interface, la partie occupée par le fluide dans la cellule considérée a une forme polygonale. Les sommets du polygone sont déplacés de façon lagrangienne :

$$\begin{cases} x^{n+1} &= x^n + (\Delta t)u \\ y^{n+1} &= y^n + (\Delta t)v \end{cases}$$

où (x^n, y^n) est l'ancienne position d'un sommet, (x^{n+1}, y^{n+1}) la nouvelle position et u, v est le champ de vitesse. Le fluide est ensuite distribuée entre les diverses cellules qu'il recouvre partiellement pour calculer le nouveau champ des fractions volumiques. Dans le cas du maillage cartésien, la mise en œuvre de la méthode peut être considérablement simplifiée par une stratégie à pas fractionnaire : déplacement de l'interface dans la direction des x puis déplacement de l'interface dans la direction des y .

Cette méthode est stable, conserve bien la masse dans le cas incompressible et satisfait la contrainte de la fraction volumique $0 \leq \alpha \leq 1$ lorsque la fonction de Courant $(\max|u|)k/h < 1/2$ est vérifiée.

Prise en compte de l'effet de tension superficielle La prise en compte de l'effet de tension superficielle dans une modélisation d'interface est particulièrement délicate. En effet, nous savons depuis les travaux de Laplace et de Young (1805) que la tension de surface crée un saut de pression à travers une interface incurvée :

$$\Delta P = P_i - P_0 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \sigma \kappa$$

où R_1 et R_2 sont les rayons principaux de la courbure de la surface, κ est la courbure moyenne et P la pression (P_i , la pression la plus élevée, correspond à la pression qui règne sur le côté concave de la surface). Afin d'inclure ce saut de pression dans les équations du moment il est nécessaire de l'exprimer comme un gradient de pression. Or la grande difficulté réside dans le fait que le saut de pression sur l'interface est discontinu, Brackbill et al. (1992) ont surmonté ce problème avec le modèle CSF ⁶ développée pour la méthode VOF. En effet, cette technique utilise le champ de fractions volumiques α pour calculer la courbure de l'interface à partir d'un vecteur normal $\vec{n} = \vec{\nabla}\alpha$ et pour estimer un gradient de pression (on considère que la pression augmente dans la zone de transition délimitée par $0 < \alpha < 1$ avec la même régularité que la fraction volumique). Ainsi, $\kappa = -\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla}\alpha}{|\vec{\nabla}\alpha|} \right)$ et $\vec{\nabla}P = \sigma\kappa\vec{\nabla}\alpha$.

Limitations Tout comme les autres méthodes de suivi en volume, la méthode VOF peut manquer de précision par rapport à la méthode de suivi de front. Ainsi, elle ne peut pas résoudre les détails de l'interface plus petits que la taille de la cellule (mais une adaptation de maillage peut résoudre ce problème). De plus les approximations faites lors de la reconstruction de l'interface entraînent une perte d'informations sur l'orientation et la courbure ce qui affectent la précision avec laquelle le tenseur des contraintes sera calculé. Cependant de nouvelles méthodes permettent de s'affranchir de ce dernier problème telle la méthode FCT[17]. Avec cette dernière méthode, l'opérateur de transport de la fraction volumique est résolu en deux étapes et sans passer par une reconstruction. La première étape consiste à résoudre l'équation de transport en augmentant explicitement le second membre d'un terme de diffusion (étape de transport-diffusion). Ensuite, la diffusion numérique engendrée est corrigée en utilisant un "limiteur de flux" (étape de correction).

- La méthode des lignes de niveau (ou "level set" en anglais), introduite par Osher et Sethian (1988), est actuellement une des méthodes les plus prometteuses. Au sein de l'unité MH du DMAE, une équipe dirigée par J.L.Estivaleres, travaille sur l'élaboration d'un code diphasique basé sur cette méthodologie[32]. Dans cette approche "level set", les interfaces sont représentées comme une ligne (en deux dimensions) ou surface (en 3 dimensions) de niveau zéro d'une certaine fonction ϕ . Cette fonction doit être régulière et être une distance signée ($|\nabla\phi| = 1$). Cette fonction est alors advectée dans le temps par le champ de vitesse local et vérifie donc une équation de transport :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\phi = 0$$

L'attrait majeur de cette méthode réside dans le fait que la position de l'interface est connue sans devoir réaliser une quelconque reconstruction de cette dernière. Cependant, l'advection de ϕ entraîne une perte de masse [123]. Une correction dite de "redistanciation" est alors nécessaire.

L'attrait pour cette méthode ne cesse de grandir et beaucoup d'améliorations lui sont apportées (citons la prise en compte correcte des discontinuités en pression occasionnées par l'interface avec la méthode "Ghost Fluid" [32]).

⁶continuum surface force

4.3 Les logiciels Fluent 5 et 6

4.3.1 Introduction

Comme beaucoup d'autres auteurs, notre choix s'est porté sur une approche numérique, basée sur l'exploitation d'un code commercial de mécanique des fluides. Il est en effet très intéressant de voir, tant sur le plan technologique qu'économique, si de tels logiciels permettent de réaliser des calculs d'écoulements aussi complexes. Notre choix s'est alors porté sur "Fluent" qui fait partie actuellement des codes les plus utilisés au niveau industriel et qui dispose d'importantes capacités exploitables dans notre étude.

4.3.2 Présentation

Les codes de calcul Fluent 5.5, 5.7 et 6.0⁷ sont des codes commerciaux de mécanique des fluides très répandus dans le monde industriel⁸. Ces codes résolvent les équations de Navier-Stokes instationnaires par une méthode de volumes finis de marche en temps dans un repère fixe ou tournant [50]. Différents modèles touchant la turbulence (voir annexe C), les systèmes réactifs et les problèmes diphasiques permettent de traiter un grand nombre de cas particuliers de façon précise et poussée. En particulier, à partir de la version 5, Fluent intègre plusieurs modèles diphasiques de capture d'interface.

Les quatre modèles diphasiques disponibles sont basés sur la méthode VOF et se distinguent par leur complexité. Nous les présentons rapidement ci-après, des schémas les plus simples qui subissent une importante diffusion numérique pour l'interface mais sont très peu gourmands en calcul aux schémas les plus lourds qui favorisent une modélisation précise de l'interface par l'utilisation d'algorithmes de reconstruction puissants (en particulier le modèle de Youngs ou PLIC). En contre partie, ces derniers sont très coûteux numériquement.

- Schéma implicite : les schémas d'interpolation en différences finies de Fluent sont utilisés afin de calculer les flux de chaque cellule, en particulier celles où se trouve l'interface,

$$\frac{\alpha_q^{n+1} - \alpha_q^n}{\Delta t} V + \Delta(U_f^n \alpha_{qf}^n) = 0$$

avec V le volume de la cellule, U_f , le flux volumique sur la surface et α_{qf} , valeur surfacique de la fraction volumique de q calculée avec un schéma décentré amont du premier ou du second ordre. Ce schéma est utilisable suivant une approche stationnaire ou instationnaire.

- Schéma d'Euler explicite : même approche que pour le cas implicite, mais :

$$\frac{\alpha_q^{n+1} - \alpha_q^n}{\Delta t} V + \Delta(U_f^{n+1} \alpha_{qf}^{n+1}) = 0$$

- Le schéma donneur-accepteur de Hirt et Nichols[58].
- Le schéma de reconstruction géométrique affine par morceaux basé sur l'approche de Youngs[137].

⁷Fluent Inc. a mis sur le marché la version 6.0 de son logiciel en début 2002. L'ONERA a disposé de ce programme au dernier trimestre 2002. Cette nouvelle version apporte un certain nombre d'améliorations pour l'utilisation des méthodes multiphasiques (voir [51]).

⁸Site internet : <http://www.fluent.fr>

4.4 Mise en place de l'étude numérique pour les deux circuits

4.4.1 Introduction

L'étude numérique de l'écoulement interne a deux vocations principales. Dans un premier temps nous souhaitons évaluer les capacités du logiciel Fluent à simuler correctement la structure de l'écoulement et donc à donner une bonne estimation des caractéristiques du film liquide produit pour un coût de calcul optimal. Le but recherché est d'utiliser à terme ce moyen numérique pour mettre en place, d'une part, une étude paramétrique complémentaire des injecteurs tourbillonnaires et d'autre part, une méthode d'aide à la conception pour ces systèmes hydrauliques.

Il est donc important de commencer notre étude numérique par des calculs bidimensionnels simples à partir desquels une évaluation de l'importance de la résolution du maillage et des conditions de calcul est réalisée. Néanmoins, cette approche 2D apparaît insuffisante lorsque que l'on souhaite modéliser les effets d'une géométrie particulière du swirler (influence du décalage des fentes du swirler, prise en compte du champ de vitesse dans les fentes d'entrée, etc...). Ces restrictions imposent donc la réalisation de calculs complémentaires en 3 dimensions afin de compléter notre paramétrisation du circuit primaire.

L'utilisation poussée du calcul numérique est aussi un moyen important pour obtenir un complément d'informations sur l'organisation et le caractère fortement instationnaire de ce type d'écoulement.

4.4.2 L'approche 2D axisymétrique

4.4.2.1 Le circuit primaire

Le domaine d'étude et les conditions aux limites L'approche bidimensionnelle axisymétrique est réalisée suivant une demi-coupe longitudinale de l'injecteur telle que représentée sur la figure 4.7. Une zone d'expansion du film liquide conique en sortie d'injecteur est prise en compte. La condition aux limites imposée en entrée d'injecteur est une condition en vi-

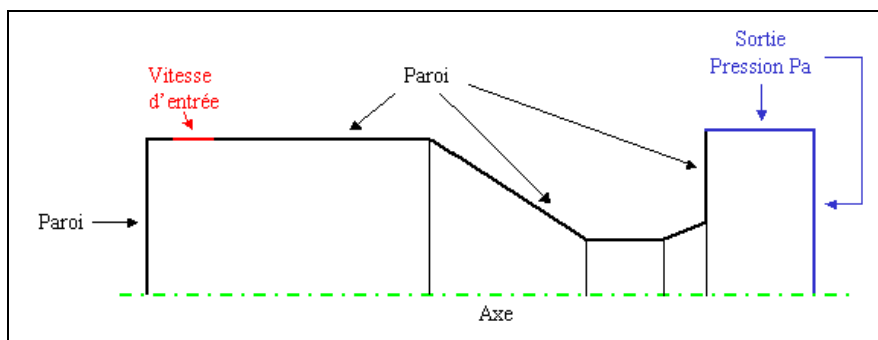


FIG. 4.7 – Domaine de calcul pour le circuit primaire en 2D

tesse. La géométrie des injecteurs réels à modéliser, en particulier le problème imposé par les swirlers, pose quelques difficultés de mise en œuvre. En effet, tous les swirlers étudiés sont constitués de deux ou quatre fentes tangentielles. Numériquement il nous est impossible de discrétiser l'entrée de l'injecteur dans une étude bidimensionnelle. Nous devons considérer alors une entrée en couronne de diamètre D_s et de largeur égale à celle de la fente réelle, et imposer en entrée un champ de vitesse particulier.

Dans le cas réel et pour une fente à section rectangulaire, la vitesse d'entrée du liquide est $W_i = Q/(N A p) = Q/(N d_1 d_2)$. Le champ de vitesse d'entrée pour une approche bidimensionnelle est alors donné par les relations suivantes :

- La vitesse axiale est nulle : $u = 0$

- La vitesse radiale doit être non nulle car c'est elle qui va imposer le débit en entrée. La valeur de cette vitesse radiale négative est déterminée en divisant le débit de liquide par l'aire de la couronne d'entrée :

$$v = -\frac{W_i d_1 N}{\pi D_s}$$

- La vitesse azimutale est :

$$w = \frac{W_i (D_s - d_1)}{D_s}$$

En sortie du domaine, une condition en pression (ou "pressure outlet" suivant la terminologie donnée par Fluent) s'impose et est égale à la pression atmosphérique. Cette condition "pressure outlet" sous-entend aussi qu'une condition de Neumann est appliquée sur les vitesses, ainsi que sur les autres variables. Afin de maintenir le trou gazeux dans le domaine de calcul, nous imposons aussi une condition sur la fraction d'air. Celle-ci est maintenue égale à 1. Ainsi, seul l'air peut pénétrer dans le domaine via la sortie.

Les maillages Les maillages utilisés sont des maillages structurés cartésiens. Plusieurs exemples de maillages se différenciant par leur finesse sont utilisés afin d'étudier l'influence de leur qualité sur les résultats de la modélisation. Ainsi, des maillages basés sur 80000 jusqu'à 500000 cellules sont exploités. Les maillages sont resserrés aux abords des parois afin de simuler au mieux les effets de couche limite, en particulier au niveau de la paroi de fond de chambre.

4.4.2.2 Le circuit secondaire

Le domaine d'étude et les conditions aux limites La figure 4.8 donne une représentation du domaine de calcul considéré. Il est comparable à celui retenu pour le circuit primaire. Ainsi, les spécificités des conditions aux limites utilisées en entrée et en sortie sont équivalentes. En premier lieu, l'estimation du champ de vitesse en entrée doit être réalisée en

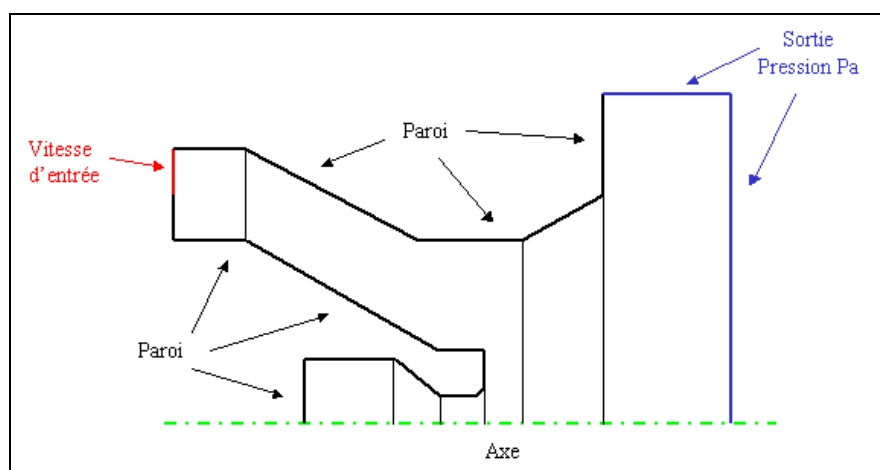


FIG. 4.8 – Domaine de calcul pour le circuit secondaire en 2D

considérant une entrée en couronne de diamètre externe D_s et de diamètre intérieur $2 * R_1$. L'annexe A donne les indications afin de calculer ce diamètre $2 * R_1$ ainsi que l'aire de la section de sortie pour chacune des fentes. D'autre part, ces dernières étant inclinées d'un

angle de $\chi = 50^\circ$, la vitesse en sortie de fente se décompose ainsi :

$$\begin{cases} u_i = W_i * \cos\chi \\ v_i = 0 \\ w_i = W_i * \sin\chi \end{cases} \quad (4.2)$$

avec $W_i = Q/(NA_p)$

En fonction des particularités du swirler secondaire précédemment citées, le champ de vitesse d'entrée est donné par les relations suivantes :

$$\begin{cases} u = \frac{NA_p u_i}{\pi \cos\chi (R_s^2 - R_1^2)} \\ v = 0 \\ w = \frac{w_i (R_s + R_1)}{2R_s} \end{cases} \quad (4.3)$$

Au niveau de la sortie du domaine, nous imposons une condition de pression de sortie fixée à la valeur de la pression atmosphérique standard.

Dans toutes nos études numériques en 2D, les effets de la gravité sont négligés.

Les maillages Les maillages réalisées sont basées sur les configurations n°1 et n°3. Malgré la complexité des géométries, nous avons choisi d'utiliser des maillages structurés multiblocs comprenant en moyenne 150000 éléments. Une grande attention est apportée à la qualité et à la résolution du maillage, en particulier au niveau des parois du circuit secondaire. Un raffinement de couche limite est appliqué tout le long des parois dans le but de capter le plus précisément possible les effets engendrés par celles-ci. L'aire moyenne des cellules est de l'ordre de $0.06mm^2$ au niveau de la chambre de swirl et du convergent.

4.4.2.3 Mise en place des calculs

Calculs quasi-stationnaires : Les premiers calculs sont réalisés suivant une approche quasi-stationnaire comparable à celle présentée dans [120]. Ce protocole est mis en place afin d'évaluer les capacités du logiciel Fluent pour simuler l'écoulement diphasique complexe étudié.

Cette simulation suit une procédure en deux temps. Tout d'abord, la mise en place de l'écoulement liquide (i.e. la génération du trou d'air) est réalisée en sélectionnant la méthode VOF implicite stationnaire. Associé avec des schémas de discrétisation appropriés, cet algorithme permet d'optimiser la rapidité de la mise en place du trou d'air. Cependant, en contre partie, l'interface calculée est très diffuse. Afin d'améliorer la capture de l'interface et par là même la solution stationnaire, l'algorithme de reconstruction affine par morceaux instationnaire est alors intégré au calcul. Cet algorithme permet alors d'affiner la détermination de l'interface calculée. Les pas de temps considérés sont de l'ordre de 10^{-5} s et la solution quasi-stationnaire est atteinte pour un temps de calcul équivalent à trois fois le temps que met une particule pour parcourir l'ensemble de l'écoulement, en se basant sur la vitesse axiale maximale du liquide dans la chambre de swirl.

Tout le long du calcul, nous utilisons un solveur 2D axisymétrique séquentiel⁹ (i.e. pour lequel toutes les équations de la mécanique des fluides sont résolues séparément). Suivant une telle approche, l'équation de continuité prend la forme d'une équation de correction de la pression. Il est alors indispensable de prendre en compte différents algorithmes complémentaires pour :

- Le couplage pression-vitesse : il est réalisé dans un premier temps avec l'algorithme SIMPLE [50]. Lors de la mise en action du calcul instationnaire, il est remplacé par l'algorithme

⁹C'est le "segregated solver algorithm" selon la dénomination Fluent.

PISO¹⁰, beaucoup plus approprié.

- L'interpolation de la pression : elle est estimée avec le schéma PRESTO¹¹[50, 100]. Ce schéma est particulièrement bien adapté aux écoulements tournants à fort taux de swirl.
- L'évaluation des termes convectifs : elle est, quant à elle, réalisée avec le schéma de discrétisation QUICK¹² [50, 82]. Ce schéma est beaucoup plus adapté qu'un schéma classique du second ordre pour traiter les écoulements swirlés dans des maillages hexahédriques (précision du troisième ordre pour un maillage régulier).

Calculs instationnaires : Une prise en compte beaucoup plus réaliste et précise des effets instationnaires de l'écoulement passe par une simulation instationnaire complète de l'écoulement. Le calcul est réalisé en sélectionnant les algorithmes de discrétisation précédemment cités. La fraction volumique est quant à elle calculée directement avec le schéma VOF de plus grande précision avec reconstruction affine par morceaux.

Laminaire ou turbulent Les grandes incertitudes qui existent sur le régime de l'écoulement interne nous incitent à tester les deux possibilités. Nous avons donc réalisé des calculs bidimensionnels en laminaire et en turbulent dans le but de comparer les deux approches.

Dans le cas d'un calcul turbulent, nous avons choisi d'utiliser les méthodes RSM qui sont bien adaptées aux écoulements fortement swirlés pour lesquels la turbulence est considérée comme anisotrope¹³. Il nous faut donc prendre en compte l'ensemble des éléments du tenseur de Reynolds, ce qui impose un calcul numérique beaucoup plus long et coûteux¹⁴. La couche limite turbulente est modélisée avec l'aide de fonctions de parois.

Les conditions aux limites à imposer en entrée et en sortie de domaine doivent être adaptées en conséquence. Nous pouvons ainsi imposer les valeurs d'entrées pour le tenseur de Reynolds suivant les relations :

- Pour les composantes diagonales :

$$\overline{u'_i u'_{ient}} = \frac{2}{3} k_{ent} \quad (4.4)$$

avec k_{ent} , l'énergie cinétique turbulente en entrée.

- Pour les autres composantes :

$$\overline{u'_i u'_j}_{ent} = 0 \quad (4.5)$$

Les quantités turbulentes sont calculées suivant les équations :

- L'énergie cinétique turbulente d'entrée est :

$$k_{ent} = \frac{3}{2} (T_{ent} \sqrt{u_{ent}^2 + v_{ent}^2 + w_{ent}^2})^2 \quad (4.6)$$

avec T_{ent} , l'intensité turbulente.

- La dissipation turbulente est :

$$\epsilon_{ent} = \frac{k_{ent}^{3/2}}{0.3 d_H} \quad (4.7)$$

où d_H est une échelle de longueur.

Dans notre cas, l'intensité turbulente est prise égale à 10% [120]. L'échelle de longueur d_H est assimilée au diamètre hydraulique des fentes d'entrée.

¹⁰Pour "Pressure-Implicit with Splitting of Operators". Cet algorithme est issu de la famille des algorithmes SIMPLE mais il est optimisé afin de diminuer le nombre d'itérations nécessaires lors de l'évaluation des vitesses corrigées. Plus de détails sont disponibles dans [62].

¹¹Pour PREssure Stagging Option

¹²Pour Quadratic upwind differencing

¹³Nous avons réalisé une comparaison sur une même configuration entre les méthodes RSM et la méthode $k - \epsilon$ RNG au cours de laquelle les premières sont apparues beaucoup plus adaptées à notre étude.

¹⁴Les contraintes qu'entraînent un tel calcul nous ont empêchés de réaliser l'ensemble des tests nécessaires

4.4.3 L'approche 3D

4.4.3.1 Le circuit primaire

Le domaine d'étude, les maillages et les conditions aux limites Les premières simulations sont réalisées sur la base des configurations "Swirler n°4 - Injecteur n°1" et "Swirler n°2 - Injecteur n°3". Dans un premier temps, des maillages multi-blocs de 180000 mailles sont utilisés. La chambre de swirl est ainsi constituée de neuf blocs, dont un bloc central de forme carrée, prolongés dans le reste de la géométrie. Cette méthode nous permet d'avoir une grande résolution dans la région du trou d'air sans grossir outre mesure les mailles les plus éloignées de l'axe (voir figure 4.9).

Les quatre entrées parallélépipédiques tangentes à la chambre sont totalement prises en

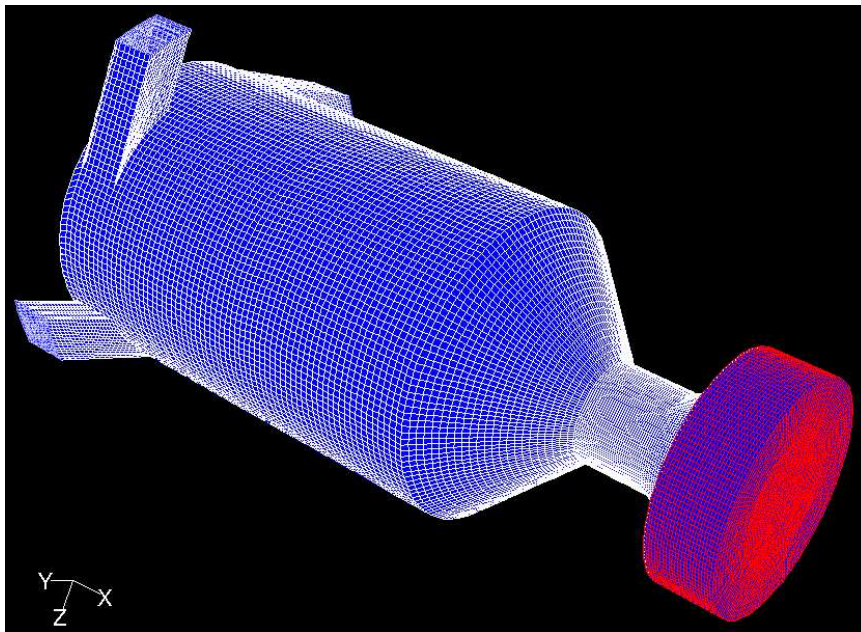


FIG. 4.9 – Maillage structuré 3D pour le circuit primaire

compte. Cependant, leur intégration entraîne quelques difficultés lors du maillage de la zone d'intersection avec la chambre de swirl. Beaucoup de précautions doivent être prises afin d'éviter toute intégration de mailles dites "dégénérées"¹⁵.

Mise en place des calculs : l'approche instationnaire laminaire Un calcul instationnaire laminaire est réalisé suivant un protocole numérique similaire à celui utilisé lors des simulations bidimensionnelles. Les pas de temps utilisés sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ secondes ce qui induit un calcul particulièrement long et coûteux. Les effets de la gravité sont négligés.

4.4.3.2 Le circuit secondaire

Le domaine de calcul de la seule simulation testée est basé sur la configuration de l'injecteur n°1. Il comprend l'ensemble de l'injecteur ainsi que les quatre fentes hélicoïdales (voir figure 4.10). Une condition en pression est imposée en sortie d'injecteur et la condition limite à chaque entrée est une condition limite en vitesse : une vitesse débitante est calculée à partir du débit volumique et de l'aire d'entrée de la fente (voir annexe A).

¹⁵La qualité d'un maillage est donnée par l'évaluation de différents paramètres qui quantifient la déformation des cellules.

En raison de la complexité de la géométrie à mailler nous avons choisi de générer un maillage non-structuré tétraédrique. Dans un premier temps ce maillage comporte 100000 cellules. Cependant, la longueur prohibitive du calcul nous a empêché de mener à terme une simulation basée sur un maillage de plus haute résolution.

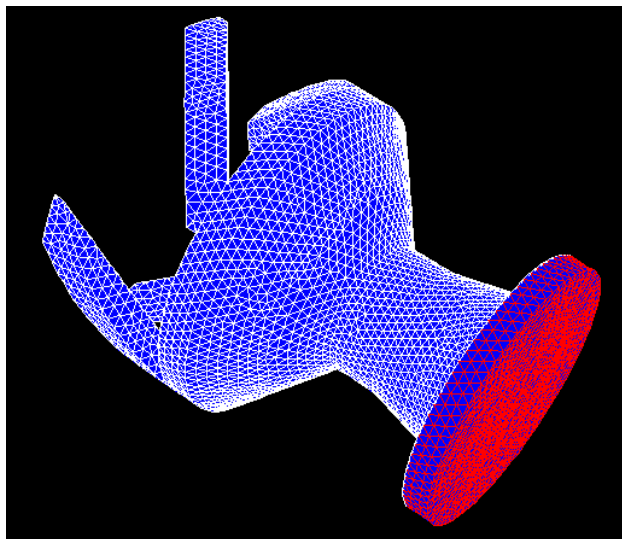


FIG. 4.10 – Maillage non-structuré 3D pour le circuit secondaire

4.4.4 Temps de calcul et difficultés rencontrées

La simulation instationnaire de ce type d'écoulement est particulièrement gourmande en temps CPU. Les calculs ont été effectués sur un ordinateur Silicon Graphics Origin 3400¹⁶, mais malgré les moyens numériques à notre disposition, une simulation bidimensionnelle est réalisée en plusieurs semaines, en fonction de la résolution du maillage. Pour une simulation tridimensionnelle les délais sont beaucoup plus longs (huit à dix semaines pour un maillage de 150000 cellules). Nous ne prenons absolument pas en compte dans ces estimations l'accumulation des aléas informatiques : les changements ou les pannes de machines en cours de calcul ou bien le faible nombre de licences disponibles. De ce fait, très peu de tests ont pu être effectués en regard des ambitions affichées.

¹⁶Fluent n'a été disponible sur cette machine qu'à la fin 2001

Troisième partie

Analyse des résultats

Chapitre 5

Analyse de l'écoulement interne

5.1 Introduction

L'étude de l'influence de la géométrie de l'injecteur sur les caractéristiques du spray qu'il produit doit commencer par l'analyse de la structure de l'écoulement swirlé interne. A partir des différents moyens expérimentaux mis en œuvre, une cartographie complète de l'écoulement est dressée et une analyse de son hydrodynamique réalisée. Il est alors possible de comprendre quel peut être l'impact de telle ou telle dimension sur le comportement du fluide. L'étude se concentre tout particulièrement sur le rôle du swirler, modeleur de l'écoulement tourbillonnaire, et sur l'orifice de sortie de l'injecteur où le film liquide prend réellement forme. Ces travaux sont complétés par une comparaison avec une modélisation numérique diphasique bi et tridimensionnelle. L'impact évident du caractère fortement instationnaire de l'écoulement sur la stabilité du film liquide est étudié à part entière.

5.2 Structure de l'écoulement interne dans l'embout primaire

Lors de la mise en eau d'un injecteur, un trou d'air central relativement stable se bâtit très rapidement et remonte jusqu'à la paroi du swirler (voir figure 5.1). Sa mise en place s'étale sur une très faible évolution de débit, mais à faible vitesse il reste instable et secoué d'un important mouvement de précession. De grandes ondulations hélicoïdales sont bien visibles. Lorsque le débit augmente, le trou d'air s'uniformise et l'amplitude des fluctuations s'atténue. Il prend alors la forme d'un cylindre gazeux dont le diamètre s'évase à l'approche de l'orifice de sortie pour être maximal dans le plan de sortie de l'injecteur. Lorsqu'il est pleinement développé, nos mesures montrent que le diamètre du trou d'air *dans la chambre de swirl* est très peu sensible à l'augmentation du débit et qu'une faible variation n'est détectable que pour une évolution de débit très importante. Ces résultats sont confirmés par [52, 111].

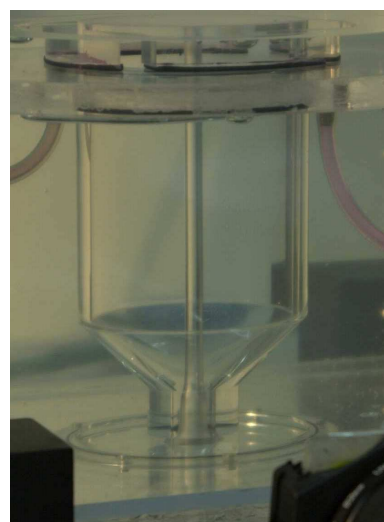


FIG. 5.1 – Le trou d'air - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Q = 2000$ l/h

Organisation de l'écoulement dans la chambre de swirl : Les premières séquences LIF enregistrées par caméra CCD suivant un plan longitudinal passant par l'axe de l'injecteur

teur, ont révélé une structure hydrodynamique très complexe. L'injection de fluorescéine à la base d'une des fentes du swirler permet de suivre la "trace" d'un jet d'entrée et la diffusion du colorant dans l'écoulement telle que nous pouvons l'observer sur la séquence 5.2. Sur ce document la "trace" du jet coloré, plaquée contre la paroi (I), est parfaitement distincte dans la première moitié de la chambre. Le mouvement hélicoïdal du jet d'entrée est du reste explicite. De la même manière les importantes zones sombres que l'on retrouve le long de la paroi de la chambre marquent une absence de colorant et sont donc associées avec les trois autres jets d'entrée. Dans le reste de l'écoulement a lieu une diffusion globale de la fluorescéine. Cette série d'images révèle par ailleurs le caractère oscillant du trou d'air central précédemment évoqué (IV). De petites ondulations inclinées sont en effet détectées sur l'interface. Une

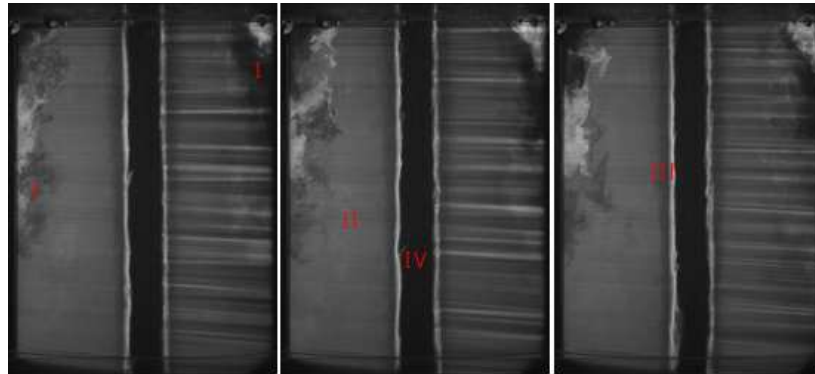


FIG. 5.2 – Suivi de la trace d'un jet d'entrée par imagerie LIF dans la chambre de swirl - Cas swirler n°1 - injecteur n°1 - $Re_w = 130000$ - L'écoulement circule de haut en bas. L'entrée du convergent est visible en bas de chaque image

vue rapprochée sur la première moitié de la chambre de swirl (figure 5.3) révèle une grande agitation turbulente liée à l'interaction entre le jet d'entrée et l'écoulement moyen dans la chambre. La zone de mélange résultante est marquée par l'émergence de larges structures cohérentes formées par deux tourbillons contra-rotatifs (figures 5.3 et 5.4) très caractéristiques. Ces dernières semblent s'échapper vers le centre de l'écoulement en se fragmentant (II).

D'autre part, une démarcation diffuse est observable aux abords du trou d'air (III) où l'écoulement semble devenir beaucoup plus rapide et uniforme. Cette hypothèse est confirmée lorsque l'on suit pas à pas la diffusion de la fluorescéine. Cette méthode révèle les zones de recirculation ainsi que les courants axiaux principaux. Ainsi, sur la séquence d'images instantanées de l'écoulement présentée en figure 5.5, nous pouvons suivre parfaitement l'apparition du jet coloré contre la paroi - (1) - puis sa progression le long d'une trajectoire hélicoïdale tout au long de la chambre de swirl. Parallèlement un écoulement coloré très fin mais beaucoup plus rapide circule à la périphérie du trou d'air - (2) et (3). Cet écoulement appelé dorénavant "écoulement de noyau" semble prendre naissance au niveau de la paroi supérieure de la chambre de swirl. Entre ces deux écoulements principaux existe une zone tampon de diffusion.

Néanmoins, la structure tridimensionnelle nous impose de compléter ces observations par des visualisations dans un plan perpendiculaire à l'axe, donnant ainsi un point de vue suivant la troisième composante d'espace. La figure 5.6 montre la diffusion de la fluorescéine injectée par l'une des quatre fentes d'entrée¹. Le suivi pas à pas de la diffusion du jet d'entrée coloré met en évidence l'organisation de l'écoulement selon deux chemins hélicoïdaux privilégiés comme l'illustre la figure 5.7. La zone de mélange aux abords de la paroi, correspondant à (I) sur la

¹Toutes les ombres qui limitent les visualisations LIF réalisées suivant un plan perpendiculaire à l'axe sont induites par le swirler, les points d'injection de colorant et, bien entendu, par le trou d'air lui-même. Elles sont malheureusement inévitables.

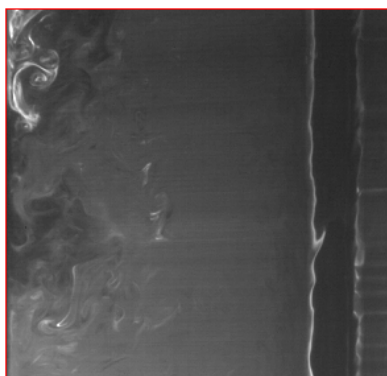


FIG. 5.3 – Emergence de paires tourbillonnaires contrarotatives près de l'écoulement de paroi - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 50000$ ($Re_p = 25000$) - Première partie de la chambre de swirl, la paroi est située sur le côté gauche de l'image.

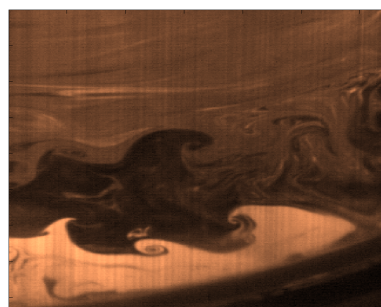


FIG. 5.4 – Apparition de structures cohérentes entre la zone de cisaillement entre jet d'entrée, paroi et écoulement swirlé moyen - Cas Injecteur n°4 - $Re_w = 40000$ - L'écoulement va de droite à gauche et l'entrée du jet coloré se situe en bas à droite.

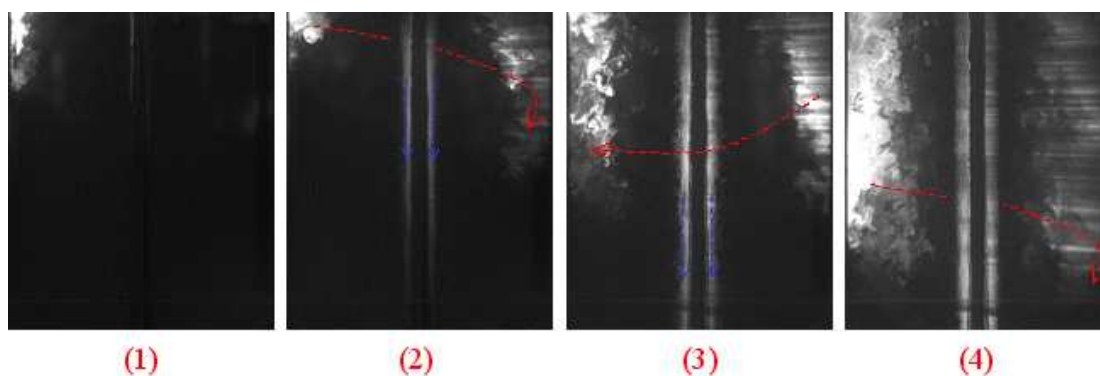


FIG. 5.5 – Structure de l'écoulement dans la chambre de swirl révélée par imagerie LIF - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 70000$ - Fréquence d'acquisition : 500 images/s - Temps entre images : 0.02 s

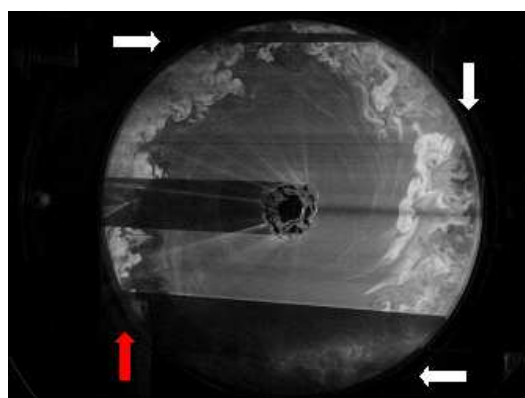


FIG. 5.6 – Ecoulement dans la première moitié de la chambre de swirl, aux niveaux des quatre fentes d'entrée - Cas injecteur n°4 - $Re_w = 150000$ - Les quatre flèches indiquent le sens d'entrée du liquide. La flèche rouge marque le jet coloré par la fluorescéine.

figure 5.2, est parfaitement discernable, ainsi que les larges structures cohérentes précédemment évoquées. La figure 5.4 illustre bien le processus de développement de ces phénomènes. La zone de cisaillement qui se développe entre l'écoulement entrant et l'écoulement induit par la fente précédente est le siège du développement périodique d'instabilités de Kelvin-Helmoltz. Ces structures participent à la diffusion de la quantité de mouvement des jets d'entrée dans l'écoulement moyen. Leur intensité ainsi que leur fréquence d'apparition dépendent du débit liquide et des gradients locaux de vitesse. D'autre part, la proximité de la surface solide concave induit soit une instabilité de transition de type "Görtler"² pour les Reynolds les plus faibles (figure 5.3), soit une turbulence de paroi qui participe à leur émergence et à leur expulsion cadencée vers l'intérieur de l'écoulement.

Ces structures sont alors captées, puis étirées par le mouvement tournant du liquide. Tout en s'approchant de la zone centrale de l'écoulement, elles se fragmentent et disparaissent très rapidement par un effet de laminarisation de l'écoulement (figure 5.7). Il semble donc qu'il y est un changement de régime de l'écoulement au sein même de la chambre de swirl. Celui-ci s'organise entre une couronne turbulente alimentée par des jets d'entrée à grand nombre de Reynolds en paroi et un noyau laminaire autour du trou d'air. Une telle architecture pour un écoulement swirlé confiné est décrite dans [84]. Nous avons vu au cours de la bibliographie qu'il existe beaucoup d'incertitudes sur le régime d'un tel écoulement. De là découle la question de sa stabilité.

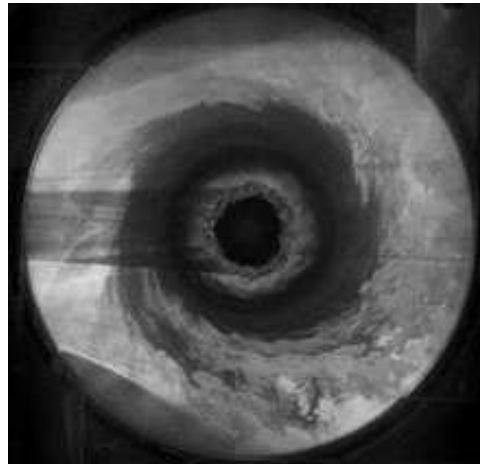


FIG. 5.7 – Ecoulement dans la première moitié de la chambre de swirl : apparition des deux écoulements axiaux principaux - Cas injecteur n°1 - Plan de visualisation placé aux niveaux des quatre fentes d'entrée

La relaminarisation observée est induite par l'important gradient de pression radial qui assure l'équilibre des forces face aux effets centrifuges³. Pour plusieurs auteurs [84, 72, 53], la transition laminaire-turbulent se développe tout d'abord au niveau de la couche limite d'Eckman qui se forme aux abords de la paroi sommitale de la chambre⁴. La présence de la paroi perturbe l'équilibre des forces en ralentissant l'écoulement tangentiel par frottement. La présence du gradient de pression crée alors un important mouvement radial du fluide, le long de la paroi. Le fluide suit en fait une trajectoire en spirale appelée "spirale d'Eckman" [56]. Lorsque cet écoulement atteint le trou d'air, il n'a d'autre possibilité que de prendre une direction axiale et forme alors l'écoulement de noyau parfaitement visible sur 5.7. Sur la figure 5.8, l'écoulement en spirale au niveau de la couche limite sommitale est visible sur l'image de gauche. Par comparaison une visualisation au niveau de l'entrée des fentes montre l'important changement de la structure de l'écoulement entre ces deux plans.

L'existence de cet écoulement de noyau est un élément fondamental pour tous les écoulements swirlés confinés [48, 84, 133].

Dans la seconde partie de la chambre de swirl, l'analyse des différentes coupes LIF réalisées tout au long de l'axe montre une uniformisation de la diffusion du colorant au fur et à mesure de l'éloignement de la zone de mélange. L'impact des jets d'entrée semble disparaître à mi-chambre.

²Ces instabilités sont générées dans la couche limite sur une paroi concave [87, 106, 112, 114]

³C'est l'équilibre cyclostrophique [72] traduit par l'égalité $\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho_l \frac{w^2}{r}$

⁴Pour Lewellen [84], la transition se produit pour un nombre de Reynolds $Re_p \geq 10000$

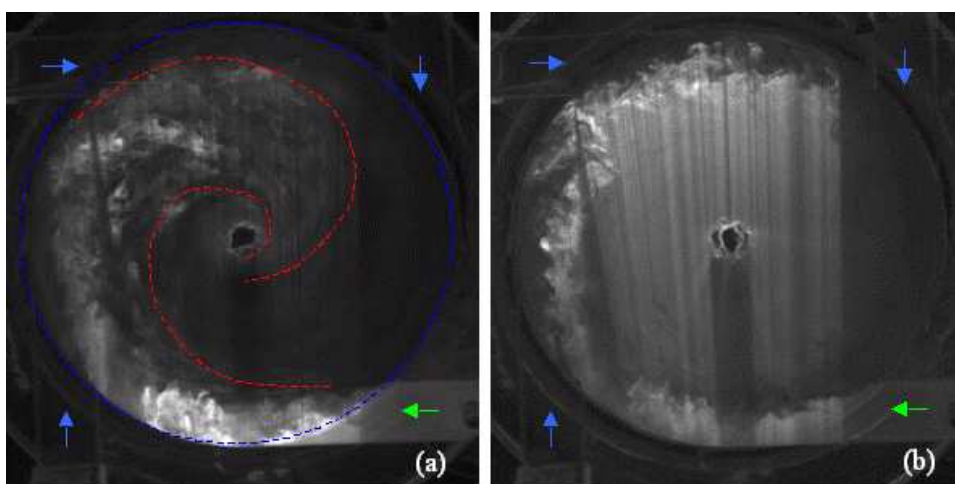


FIG. 5.8 – Écoulement de couche limite de type "Eckman" en paroi supérieure de la chambre de swirl (a) - Écoulement de paroi généré par les quatres jets d'entrée au niveau du plan moyen des fentes (b) - Cas injecteur n°4 - $Re_w = 70000$ - Les quatre flèches indiquent le sens d'entrée du liquide. La flèche verte marque le jet coloré par la fluorescéine.

Les mesures réalisées par méthode LDA corroborent la présence de trois zones distinctes qui définissent la structure de l'écoulement interne. Les figures 5.9 et 5.10 donnent les profils des vitesses axiale et tangentielle dans la chambre de swirl pour la configuration "swirler n°1 - injecteur n°4".

Le profil de la vitesse tangentielle reste inchangé tout au long de la chambre de swirl et est comparable au profil théorique de Rankine. Ainsi, même si le tourbillon libre dirige la très grande partie de l'écoulement, un noyau solide non négligeable est observé aux abords du trou d'air. Ces résultats sont tout à fait en accord avec les premières études expérimentales décrites dans la bibliographie. La figure 5.11 est une représentation des données LDA de la composante tangentielle normalisée w/W_i pour l'ensemble de la chambre de swirl. Elle est obtenue à partir des mesures effectuées dans la maquette complémentaire via la paroi de fond de la chambre dans un plan (\vec{x}, \vec{z}) passant par l'axe et faisant face à un des jets d'entrée. Le profil est uniforme et axisymétrique tout au long de la chambre, seule la trace du jet d'entrée est décelée au niveau du swirler, à hauteur de la fente d'entrée. L'harmonisation de l'écoulement tournant nécessite une longueur de chambre de swirl suffisante.

Le profil de la vitesse axiale révèle quant à lui une structure correspondant à nos premières observations. Ainsi, les deux écoulements axiaux localisés au niveau de la paroi de la chambre et en bordure du trou d'air sont parfaitement identifiables. L'écoulement de noyau est beaucoup plus reserré que l'écoulement de paroi mais est nettement plus rapide. Entre ces deux écoulements existe une zone tampon où la vitesse moyenne est pratiquement nulle. Elle est particulièrement développée dans le haut de la chambre de swirl, aux abords du swirler et de l'entrée des jets d'alimentation, où elle occupe plus de la moitié de l'espace (hauteur $z/z_{max} = 0.81$). Elle se réduit en suite lorsque l'on se rapproche de la sortie de la chambre. Les champs de vitesse instantanées acquis par PIV (figure 5.12) révèlent un écoulement particulièrement chahuté où interagissent un grand nombre de tourbillons de faibles dimensions. Cette agitation a sans doute pour effet d'augmenter la dissipation de l'énergie cinétique de l'écoulement et contribue en partie aux pertes de charge de l'injecteur, comme le souligne Wang [135].

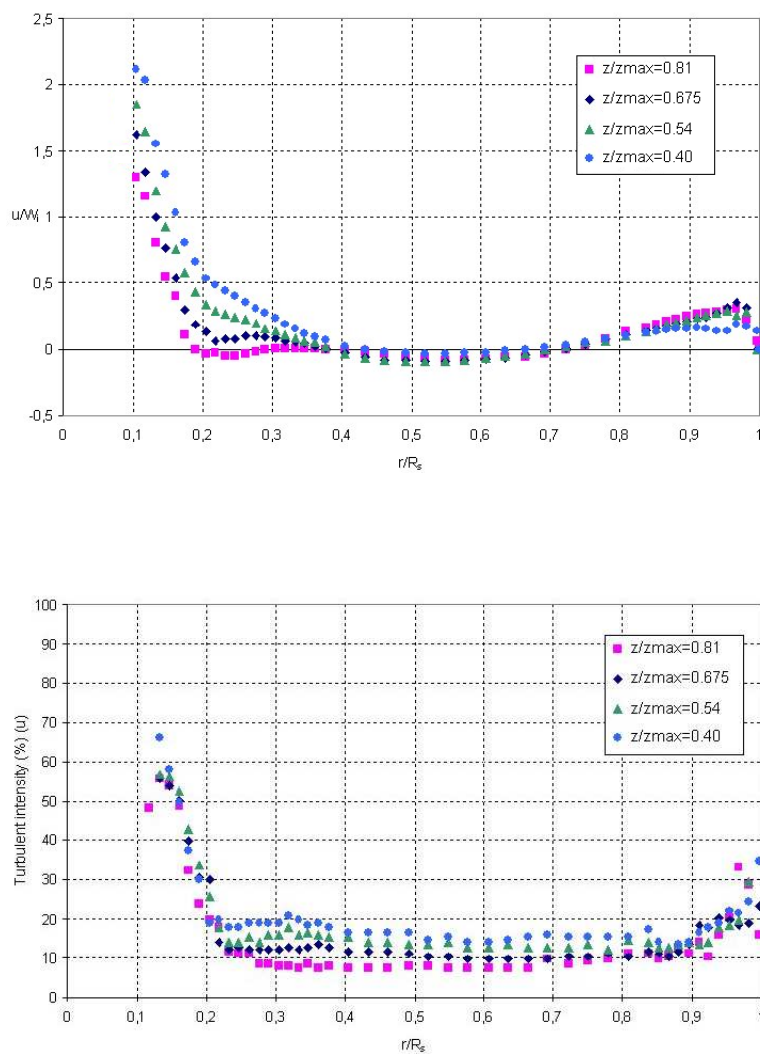


FIG. 5.9 – Profils de la vitesse et de l'intensité turbulente axiale dans la chambre de swirl - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 190000$

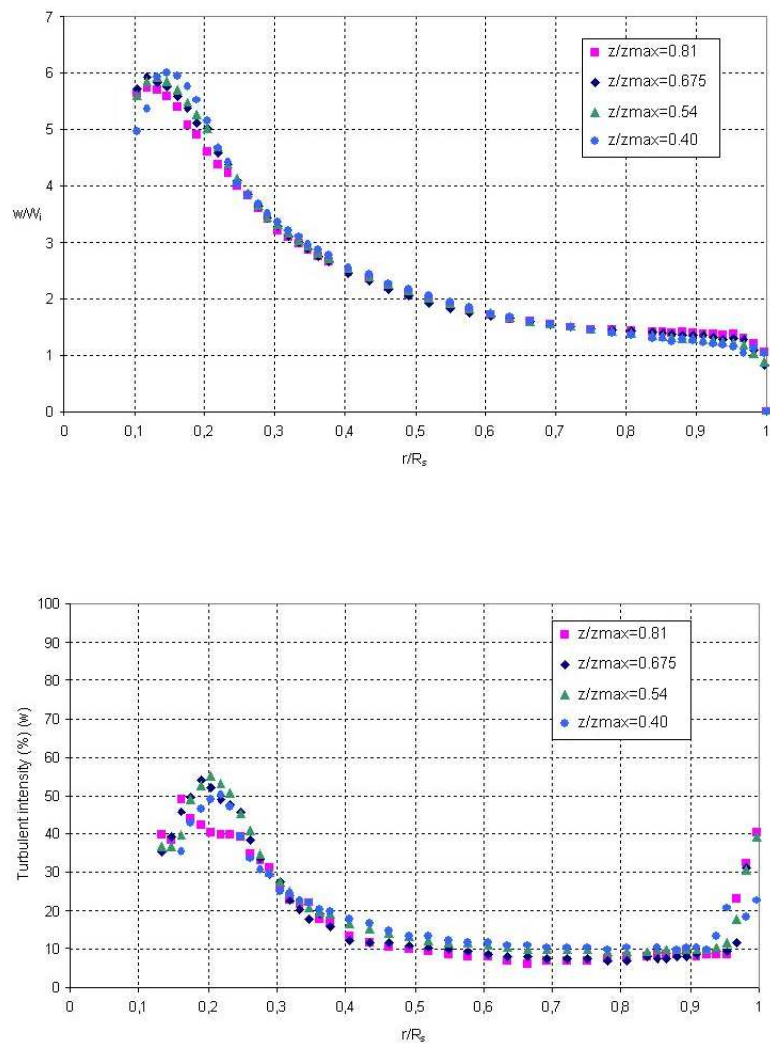


FIG. 5.10 – Profils de la vitesse et de l'intensité turbulente tangentielle dans la chambre de swirl - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 190000$

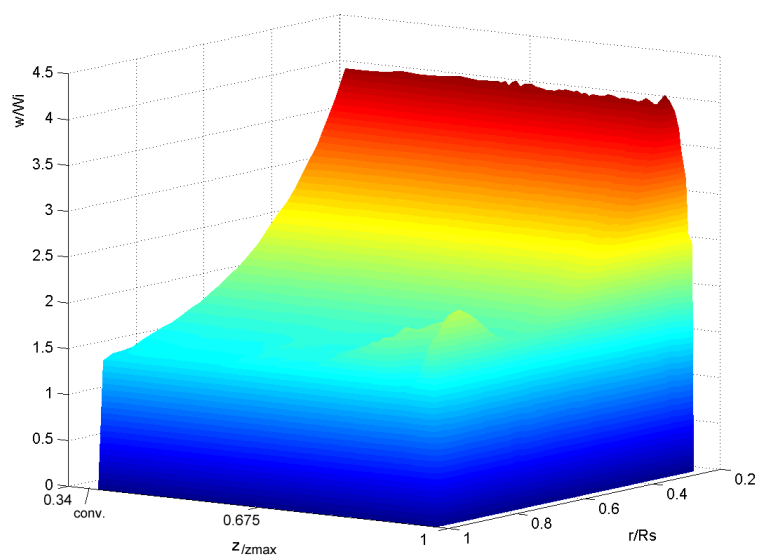


FIG. 5.11 – Champ de la vitesse tangentielle dans la chambre de swirl - Maquette complémentaire avec injecteur n°1 - $Re_w = 130000$

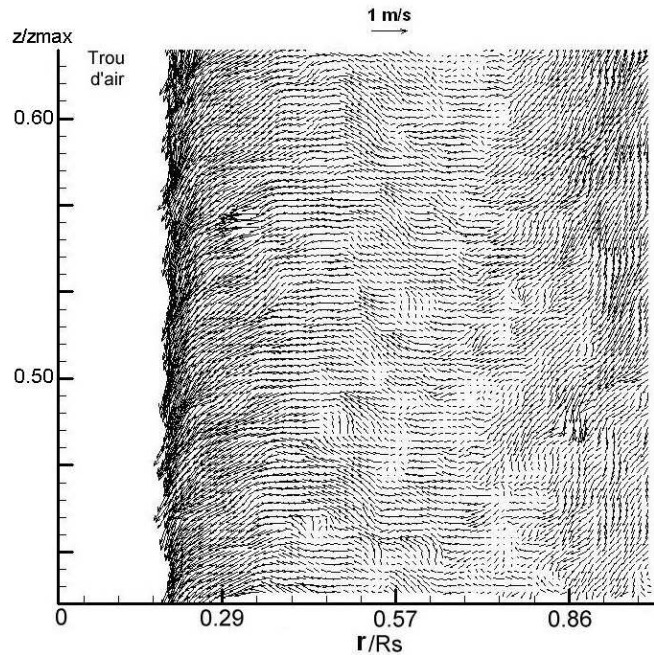


FIG. 5.12 – Champ de vitesse instantanée mesuré par méthode PIV dans le plan (y,z) - Cas swirler n°1 - injecteur n°1 - $Re_w = 130000$

L'évolution de la vitesse axiale tout au long de la chambre indique qu'il y a un transfert de débit volumique de l'écoulement de paroi vers l'écoulement de noyau. Cette tendance est confirmée par les données de champs de vitesse acquises par PIV (figure 5.13). Un calcul de la fraction de débit circulant dans chaque zone montre que, dans le cas étudié (figure 5.9) il existe une répartition 3/4-1/4 entre les deux écoulements axiaux (pour $z/z_{max} = 0.81$). Par la suite, le débit se répartit quasi-équitablement entre les deux écoulements alors que la fraction engagée dans la zone de recirculations s'amenuise (pour $z/z_{max} = 0.40$). Néanmoins, ces répartitions de débit au sein de l'écoulement dans la chambre de swirl dépendent de la géométrie de l'injecteur [54], ce qui prouve l'impact de cette dernière sur la structure de l'écoulement.

Les deux composantes de vitesse axiale et tangentielle sont sujet à d'importantes fluctuations, détectées aux limites de l'écoulement (figures 5.9 et 5.10). Elles s'intensifient lorsque l'on se rapproche de la sortie de la chambre. Elles se localisent :

- aux abords de la paroi. Elles sont induites par le frottement visqueux.
- dans une zone adjacente au trou d'air, correspondant globalement à l'écoulement de noyau. Elles sont beaucoup plus intenses que celles concentrées près de la paroi et semblent être liées à la présence de l'interface liquide-air. Pour Yule et al. [138], elles peuvent être aussi le résultat de la fluctuation du trou d'air, mais il est étonnant que l'influence du trou d'air puisse affecter un tel volume liquide. L'interface ne doit être considérée qu'en tant que surface libre. Ainsi, il est beaucoup plus probable que ces fluctuations aient une origine purement hydrodynamique.

Pour la composante radiale, l'exploration LDA de la maquette complémentaire nous permet de mesurer la troisième composante de vitesse. Il apparaît que cette dernière est quasi-nulle tout au long de la chambre. Par contre les quelques mesures effectuées au niveau de la couche limite d'Eckman, générée à la paroi de fond de la chambre, révèlent bien la présence d'un mouvement radial important qui va alimenter directement l'écoulement de noyau (figure 5.15). Des explorations LDA poussées de la couche limite d'Eckman sont présentées dans [84, 72].

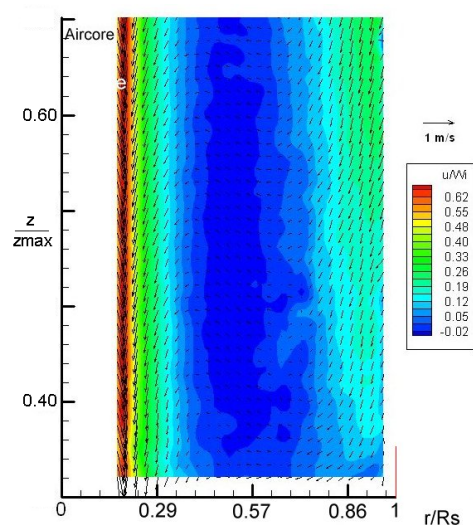


FIG. 5.13 – Champ moyen de vitesse axiale mesuré dans la chambre de swirl par méthode PIV - (plan (y,z)) - Cas swirler n°2 - injecteur n°1 - $Re_w = 168000$

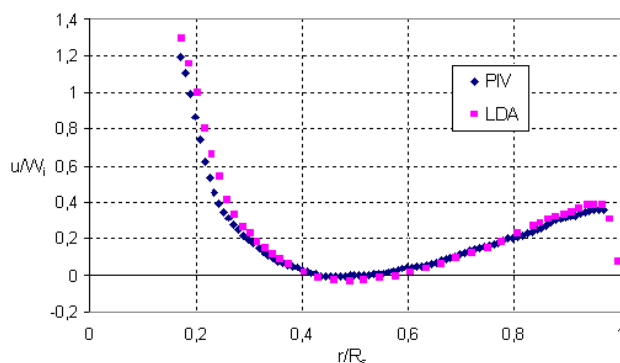


FIG. 5.14 – Comparaison entre les données LDA et PIV - Cas swirler n°4 - injecteur n°1 - $Re_w = 150000$ - $z/z_{max} = 0.54$

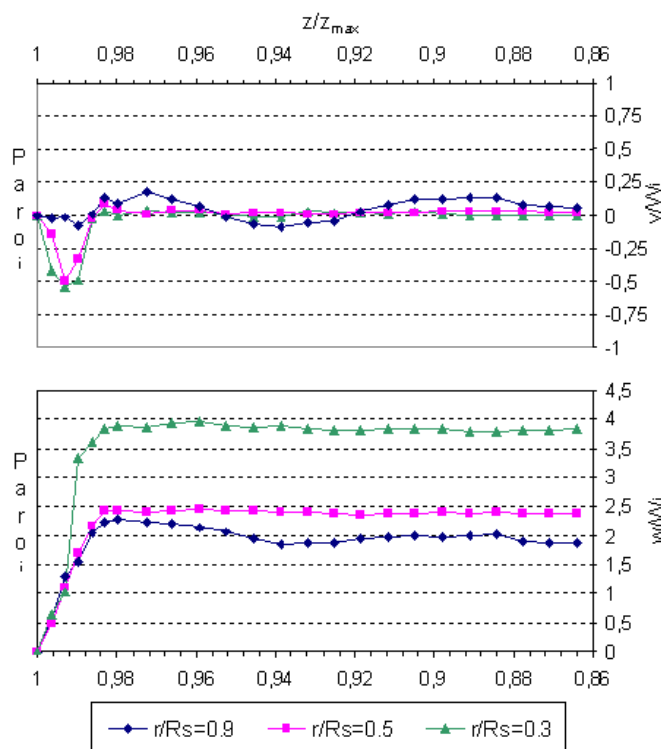


FIG. 5.15 – Profils des vitesses radiale et tangentielle aux abords de la paroi supérieure de la chambre de swirl - Couche limite de fond - Cas maquette complémentaire avec injecteur n°1 - $Re_w = 130000$

Influence de la vitesse débitante sur les profils de vitesse dans la chambre de swirl La figure 5.16 rend compte de l'influence de la vitesse débitante sur les profils de vitesse. L'évolution du profil de la vitesse tangentielle est en parfait accord avec l'augmentation du moment angulaire. La structure du tourbillon de Rankine est naturellement conservée. Il est à noter que la vitesse tangentielle normalisée (i.e. w/W_i) ne se modifie quasiment pas avec l'augmentation du débit. En d'autre terme, le rapport w/W_i est seulement fonction de la géométrie interne de l'injecteur. Cette remarque est tout à fait en accord avec l'hypothèse donnée par différents auteurs [135, 4].

L'influence de la vitesse débitante sur le profil de vitesse axiale, et de la même façon sur la structure de l'écoulement, est importante. En effet, comme l'illustre la figure 5.16, l'augmentation du débit induit l'augmentation attendue de la vitesse des deux écoulements axiaux. Ceci s'accompagne alors d'une amplification de l'intensité de l'écoulement moyen secondaire même si les dimensions de cette zone tampon restent similaires.

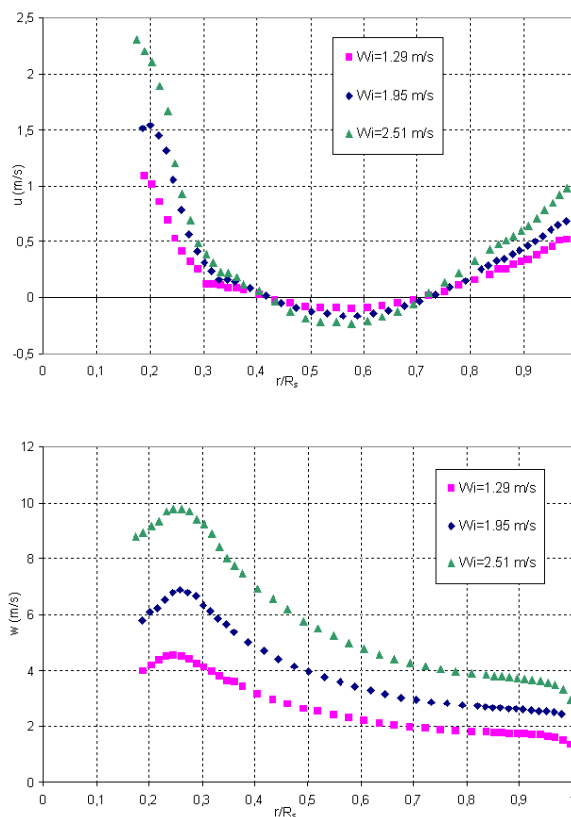


FIG. 5.16 – Influence du débit liquide sur le profil des vitesses dans la chambre de swirl - Cas swirler n°1 - injecteur n°1 - $z/z_{max} = 0.675$ mm

Organisation de l'écoulement au niveau de la sortie de l'injecteur : La figure 5.17 est une coupe longitudinale de l'ensemble de l'écoulement interne. L'agitation turbulente engendrée par l'entrée des jets d'alimentation est localisée dans la première partie de la chambre de swirl. Par la suite l'écoulement semble peu à peu s'uniformiser tout en s'accélégrant au niveau du convergent. Notons les oscillations importantes du trou d'air qui se prolongent jusqu'à la sortie de l'injecteur. Le film liquide au niveau de l'orifice apparaît donc très fluctuant.

Une étude attentive de la diffusion pas à pas du colorant fluorescent au niveau du convergent et de l'orifice de sortie (figure 5.18), complétée par les données LDA (figure 5.19) et PIV (figure 5.20) réalisées dans cette partie de l'injecteur, montrent que le convergent joue un rôle important en favorisant une uniformisation progressive de l'écoulement. Alors que le fluide

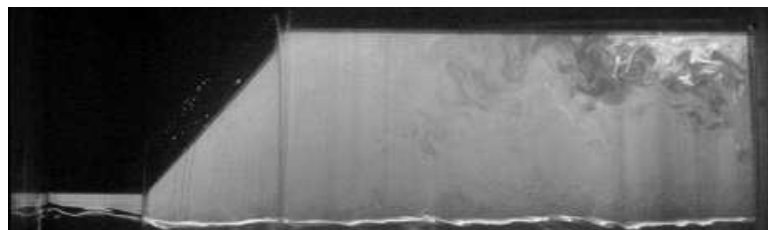


FIG. 5.17 – Coupe longitudinale de l'écoulement interne - Cas swirler n°1 - injecteur n°4

est accéléré, le faible écoulement de paroi tend à se fondre dans l'écoulement de noyau sous l'action du rétrécissement. La zone de recirculations reste quant à elle confinée à la chambre de swirl. A l'inverse de la vitesse axiale fortement accélérée, le profil de la vitesse tangentielle n'évolue pas en amplitude et la structure du tourbillon reste proche de celle d'un vortex de Rankine tout au long de la partie convergente (figure 5.19).

Au niveau de l'orifice de sortie, le film liquide a acquis une vitesse axiale importante, alors que sa vitesse tangentielle n'augmente que faiblement en raison du rétrécissement brusque de la phase liquide. Ainsi, pour la configuration présentée, la vitesse axiale du liquide dans le plan de sortie de l'injecteur est six fois plus grande que la vitesse débitante en entrée de swirler. Le profil de vitesse axiale tend à s'uniformiser et devient comparable au profil classique d'un écoulement à surface libre.

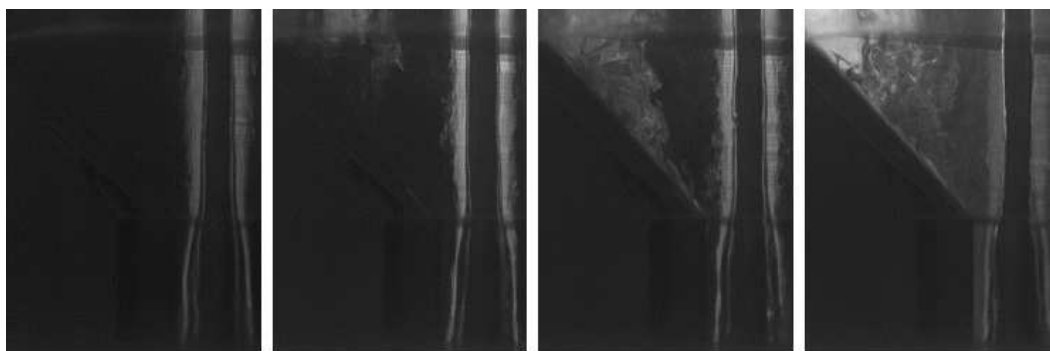


FIG. 5.18 – Structure de l'écoulement au niveau de l'orifice de sortie et du convergent - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 73000$ - Fréquence d'acquisition : 500 images/s - Temps entre images : 0.02 s

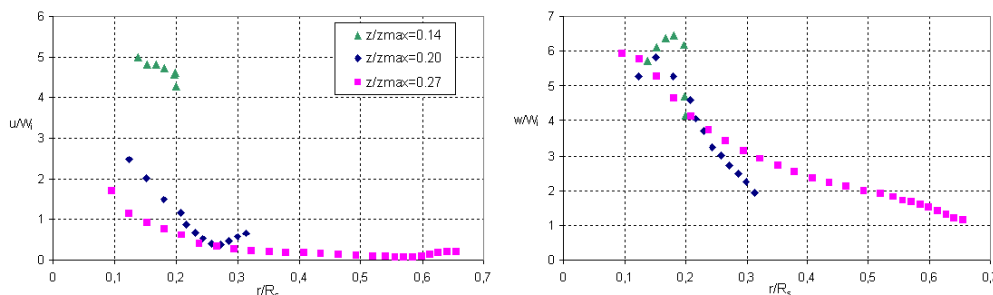


FIG. 5.19 – Profils de vitesse axiale et tangentielle au niveau du convergent et de l'orifice de sortie - Cas swirler n°1 - injecteur n°4 - $Re_w = 190000$

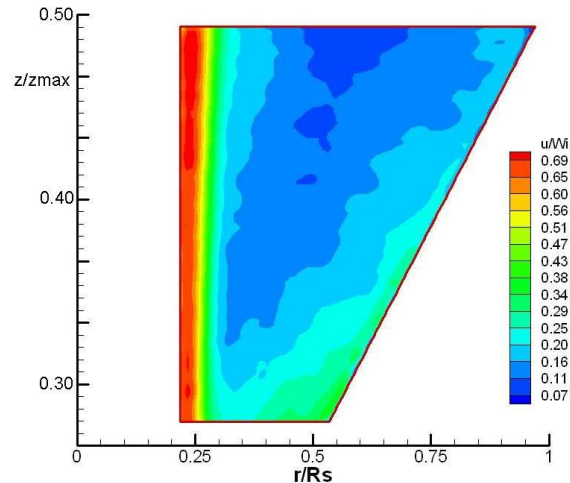


FIG. 5.20 – Mesure PIV au niveau du convergent - Plan (y,z) - Cas swirler n°1 - injecteur n°3 - $Re_w = 200000$

5.2.1 Influence de la géométrie sur la structure de l'écoulement

Dans la chambre de swirl : A partir des mesures LDA et PIV obtenues pour différentes configurations et différents débits, une étude paramétrique est réalisée. Les figures 5.21 et 5.22 donnent une comparaison de l'influence de certains éléments de la géométrie interne à partir de la mesure des profils de vitesse axiale et tangentielle au niveau du rayon $z/z_{max} = 0.54$. Avec la figure 5.21, nous pouvons observer le résultat de l'augmentation du rapport D_s/d_0 . La diminution logique du diamètre du trou d'air qui a lieu impose une modification de la structure de l'écoulement. Ainsi, le profil de la vitesse axiale montre un élargissement de la zone de recirculations centrale. Or comme les conditions d'entrée sont identiques dans les trois cas présentés (même vitesse débitante W_i), l'écoulement de paroi reste quasiment inchangé. Par conséquent, la vitesse axiale de l'écoulement de noyau devient plus importante. De la même façon, la réduction de trou d'air élargissant la zone tourbillonnaire, l'augmentation de l'amplitude de la vitesse tangentielle pour l'injecteur n° 4 est la conséquence de la conservation du moment angulaire. Par contre notons que les profils de la vitesse tangentielle suivent une évolution identique dans les trois cas. D'autre part, l'influence de la modification de l'angle du convergent n'est perceptible qu'au niveau de la vitesse axiale. La proximité de la zone de rétrécissement justifie la modification de la structure dans le cas de l'injecteur n° 3 par rapport à l'injecteur n° 1. Ainsi, du fait de l'atténuation de la zone de recirculations, les deux écoulements axiaux apparaissent moins rapides. Par contre, le profil de la vitesse tangentielle est identique dans les deux cas. Au final, il apparaît que la forme de l'embout de l'injecteur affecte peu la vitesse tangentielle dans la chambre de swirl. Il n'en est pas de même de la géométrie du swirler. En effet, pour une dimension de chambre donnée, le swirler conditionne la vitesse de rotation du liquide en imposant une intensité de swirl $S \propto \frac{1}{K}$. Ceci est parfaitement apparent sur la figure 5.22 où les profils se hiérarchisent selon les valeurs du paramètre K . De la même façon la diminution du moment angulaire se répercute directement sur les dimensions du trou d'air qui a tendance à se rapetisser. Une diminution du facteur K étant induite par une diminution de l'aire d'entrée des fentes et/ou une diminution du diamètre de swirl $R = D_s - d_p - 2\xi$, la vitesse tangentielle s'amplifie donc en raison d'une augmentation de la composante tangentielle de la vitesse des jets d'alimentation. Du point de vue de la structure de l'écoulement, l'augmentation de l'énergie cinétique des jets impose un accroissement de la zone de mélange, qui se traduit par une recirculation globale centrale s'intensifiant, et par une augmentation logique de la vitesse des deux écoulements axiaux.

Finalement, ces différentes comparaisons sur l'influence de la géométrie interne s'accordent sur le fait que le paramètre $K = \frac{NA_p}{Rd_0}$ et le rapport des diamètres D_s/d_0 jouent un rôle essentiel dans l'organisation de l'écoulement swirlé confiné dans la chambre de swirl. De son côté une augmentation de la longueur L_s de cette chambre favorise l'homogénéisation de l'écoulement. Les effets du frottement pariétal sont négligeables sur la vitesse de rotation parce que l'intensité de swirl imposée est importante.

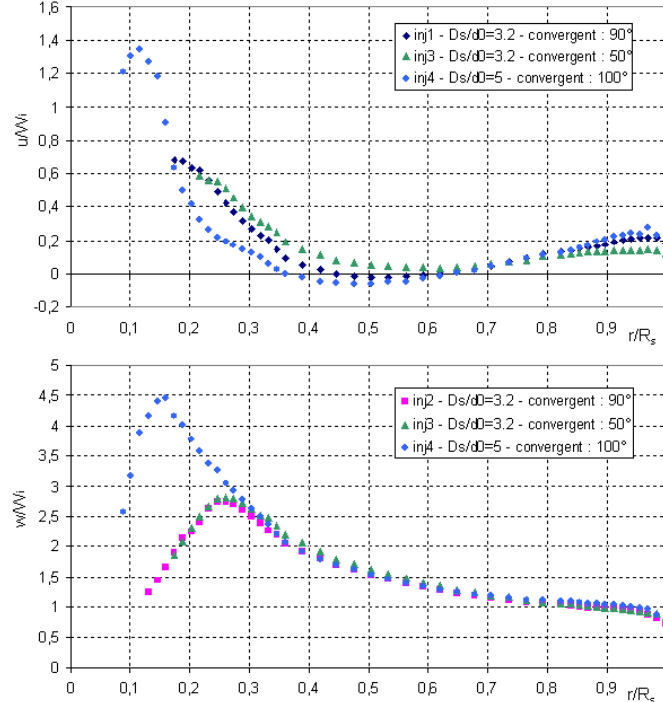


FIG. 5.21 – Profils de vitesse axiale et tangentielle au niveau de la chambre de swirl pour différents injecteurs - Cas swirler n°2 - $Q = 3000$ l/h - $z/z_{max} = 0.54$ mm

Corrélation pour l'écoulement tourbillonnaire confiné : Nous avons précédemment vu que la vitesse tangentielle normalisée (i.e. w/W_i) est indépendante vis à vis du débit liquide. En partant de ce constat Wang et al. ont établi une corrélation sur l'équation de la vitesse tangentielle pour le vortex libre établi dans la chambre de swirl [135, 4]. La partie "vortex solide" du profil est négligée. Classiquement cette équation prend la forme de :

$$wr^n = \text{constante} \quad (5.1)$$

où n est une fonction des paramètres géométriques A_s , A_0 et A_p . Rappelons que pour un vortex libre théorique n est égal à 1. La corrélation proposée est établie à partir de paramètres normalisés intégrant les effets de la pression (i.e. du débit) et s'écrit :

$$\frac{w}{W_i} \left(\frac{r}{R_s} \right)^n = C_n \quad (5.2)$$

avec :

$$n = A \left(\frac{A_0}{A_s} \right)^B \left(\frac{A_p}{A_s} \right)^C \quad (5.3)$$

où C_n , A , B et C sont des coefficients. Les travaux de Wang et al. leur attribuent respectivement les valeurs 0.9927, 7.3538, 0.1063 et 0.6943.

Nous avons confronté nos résultats à cette équation. Les résultats obtenus sont assez proches

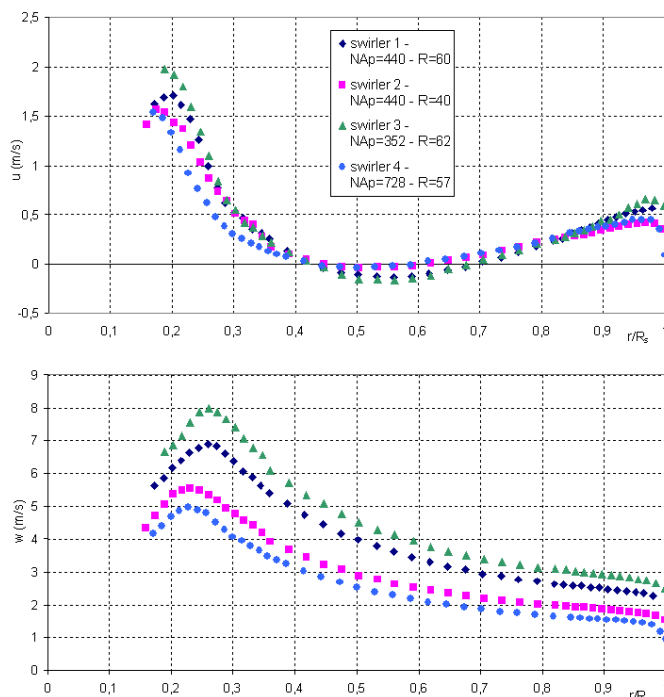


FIG. 5.22 – Profils de vitesse axiale et tangentielle au niveau de la chambre de swirl pour différents swirlers - Cas injecteur n°1 - $Q = 3000$ l/h - $z/z_{max} = 0.54$ mm

sauf dans le cas du swirler n°2. Nous avons vu précédemment que l'influence du diamètre de swirl R est loin d'être négligeable. La position des fentes par rapport à l'axe affecte l'organisation du tourbillon. Il est donc indispensable de prendre en compte ce paramètre dans cette approche. Nous corrigeons la corrélation 5.2 en ajoutant le facteur $(\frac{A_R}{A_s})^D = (\frac{R^2}{D_s^2})^D$ où D est une constante. Les coefficients sont alors déduits des données LDA pour 21 configurations ayant des géométries et/ou des conditions d'entrée différentes. La nouvelle corrélation s'écrit alors :

$$\frac{w}{W_i} \left(\frac{r}{R_s} \right)^n = 1.1221 \quad (5.4)$$

avec :

$$n = 1.021 \left(\frac{A_0}{A_s} \right)^{-0.068} \left(\frac{A_p}{A_s} \right)^{0.161} \left(\frac{A_R}{A_s} \right)^{-0.02} \quad (5.5)$$

pour une gamme de pression ΔP comprise entre 0.1 et 1.2 bars. La figure 5.23 donne une comparaison entre les profils calculés à partir des équations 5.4 et 5.5 et les données expérimentales. La corrélation donne de bons résultats.

Dans le convergent et l'orifice de sortie : La variation de l'ouverture du convergent considérée n'entraîne pas de modification notable du profil de vitesse au niveau de l'orifice de sortie, pour un diamètre d_0 fixé. Le profil de la vitesse tangentielle évolue de la même manière quelque soit la configuration du convergent. Pour le profil de la vitesse axiale, l'accélération induite par la contraction de la géométrie est beaucoup plus progressive dans le cas de l'injecteur n°3 mais l'amplitude résultante au niveau de l'orifice de sortie est très proche dans les différentes configurations ayant un diamètre d_0 équivalent. Pour l'embout n°4, les amplitudes de vitesse sont beaucoup plus élevées.

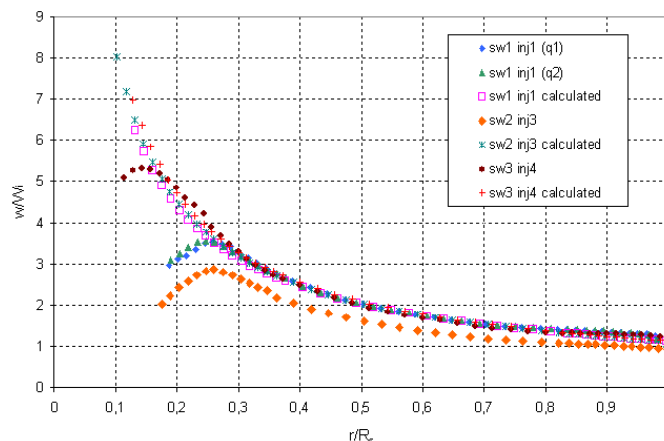


FIG. 5.23 – Corrélation pour la vitesse tangentielle normalisée comparée aux données expérimentales - $z/z_{max} = 0.54$

5.3 Oscillations du trou d'air

Les oscillations du trou d'air nous sont clairement apparues durant les premières études de l'écoulement. Ces observations rejoignent les différentes remarques relevées dans la littérature à ce sujet [30, 31, 135]. Nous avons donc cherché à comprendre quelle est leur nature et leur origine afin de mieux appréhender les phénomènes instationnaires actifs dans l'écoulement interne. Sur un plan pratique, il nous est aussi apparu opportun de comprendre leur influence sur les caractéristiques du spray. En effet, une vue agrandie du film liquide en sortie d'injecteur montre clairement une importante fluctuation de son épaisseur. Or il est prouvé que c'est l'épaisseur liquide qui impose en grande partie le diamètre moyen des gouttes après atomisation. Une telle implication rend donc indispensable l'étude poussée de ces fluctuations.

5.3.1 Mise en évidence du caractère instationnaire du trou d'air

Les premières observations indiquent que les oscillations du trou d'air sont composées de différents mouvements périodiques. En se basant sur l'observation et l'analyse qualitative de séquences acquises par vidéo numérique, nous avons détecté une ondulation hélicoïdale semblant se propager sur l'interface, ainsi qu'un mouvement global de précession du trou d'air autour de son axe. A cela s'ajoutent de petites fluctuations de surface. La figure ci-contre montre le trou d'air à deux étapes de sa formation : lorsqu'il se creuse (a) (propagation de deux vortex en double hélice qui rejoignent le trou gazeux déjà bien formé dans l'orifice de sortie) et lorsqu'il est pleinement développé (b) (les ondulations hélicoïdales sont bien apparentes à sa surface).

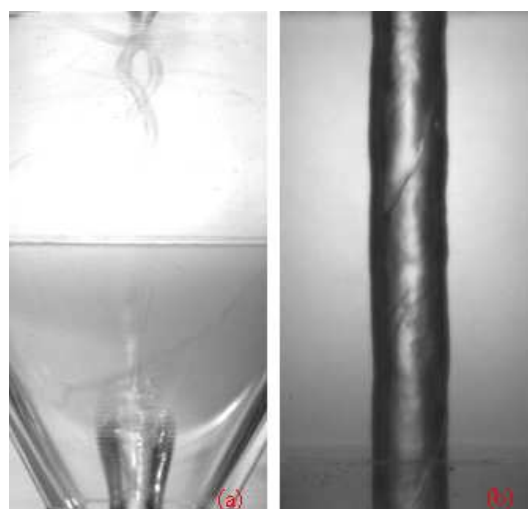


FIG. 5.24 – Deux étapes dans la mise en place du trou d'air

Le suivi de l'évolution de la forme du trou d'air selon une vue transversale révèle une importante déformation de celle-ci au niveau de la paroi de fond de la chambre de swirl. Aux abords de cette surface, le diamètre du trou d'air se réduit et est fortement ballotté. Il semble subir un mouvement d'expansion-contraction. D'autre part, un grand nombre de petites bulles d'air sont arrachés à sa surface en raison des effets de frottement ou par suite d'une instabilité localisée.

Caractérisation des oscillations Des mesures fréquentielles sont effectuées au niveau de la chambre de swirl, à partir de séquences acquises par caméra rapide et traitées via le logiciel Image. Les oscillations interfaciales sont alors traduites en fluctuations d'intensité lumineuse et une analyse par FFT révèle un spectre où trois pics de fréquence nets apparaissent. Une deuxième technique basée sur la déviation d'un faisceau laser est mise en place et aboutit aux mêmes résultats.

Avec cette dernière méthode, les mesures des oscillations du trou d'air sont effectuées pour un grand nombre de configurations révélant des spectres identiques dans tous les cas.

La figure 5.25 est le spectre acquis pour la configuration swirler n°3 - injecteur n°1. Les trois pics sont parfaitement visibles et correspondent à des fréquences très faibles. Les deux premiers pics sont appelés respectivement P_1 et P_2 . Le troisième est en fait une harmonique de P_2 . La figure 5.26 montre l'évolution des différentes fréquences avec une augmentation du

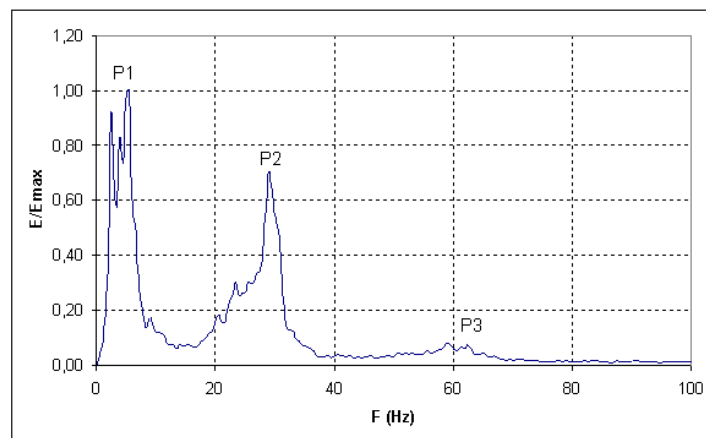


FIG. 5.25 – Spectre de fréquence

débit, chaque spectre étant mesuré à la même hauteur au niveau de la chambre de swirl. Il apparaît que les fréquences augmentent linéairement avec l'augmentation du débit et ce pour toute les configurations testées. Ce comportement montre l'origine purement hydrodynamique des fluctuations du trou d'air et nous conforte dans l'idée que l'interface liquide-air est une interface libre simplement imposée par une condition en pression. Du reste toute tentative de destabilisation du trou d'air ou de l'atmosphère extérieure à l'embout reste sans effet sur les fréquences détectées. Seule une modification de la géométrie interne de l'injecteur a une influence importante sur ces phénomènes.

Il est alors intéressant d'exploiter d'un point de vue fréquentiel les données LDA à notre disposition. Certaines zones de l'écoulement sont ainsi investiguées. Les données temporelles sont rééchantillonnées puis traitées par FFT. La figure 5.27 est le spectre obtenu pour la configuration "injecteur n°4" pour un nombre de Reynolds égal à 150000. Un pic de fréquence pour la composante tangentielle est détecté à 12.7 Hz or le pic P_1 relevé par la méthode optique est à 12.9 Hz. La correspondance s'est avérée vraie pour un grand nombre de points de mesure réalisés dans la chambre de swirl au centre de l'écoulement. Ces fluctuations cohérentes de la vitesse de l'écoulement affectent donc la stabilité du noyau gazeux. Nous avons alors cherché

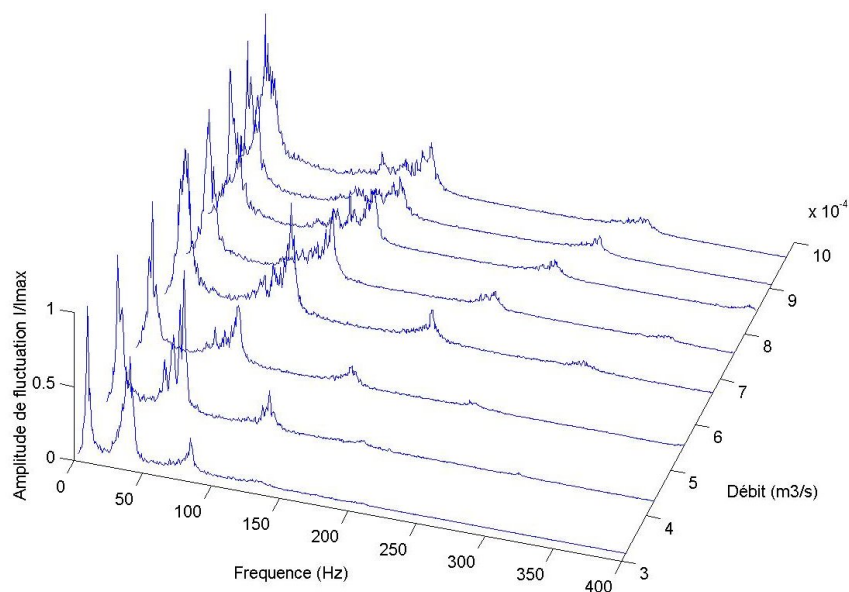


FIG. 5.26 – Evolution du spectre de fréquence avec une augmentation du débit - Configuration swirler n°3 - injecteur n°1 - $z/z_{max} = 0.67$

à quantifier la fréquence de production des structures cohérentes de grande taille qui prennent naissance au sein de la zone de cisaillement. Une analyse temporelle de plusieurs séquences LIF (d'où est issue la figure 5.28) nous a permis de mesurer cette fréquence pour différents débits. La figure 5.29 montre une correspondance entre les deux évolutions. Cette comparaison n'ayant été réalisée que pour une seule configuration, toute interprétation mérite un approfondissement de ce type d'analyse. Néanmoins, à ce stade de notre travail, nous pouvons avancer l'idée d'une corrélation entre les phénomènes d'interaction entre jets d'alimentation et le mouvement oscillant du trou d'air, le lien étant réalisé en grande partie par l'écoulement de plafond dans la couche d'Eckman. Ceci explique alors les importantes déformations de l'interface observées au niveau de la paroi sommitale.

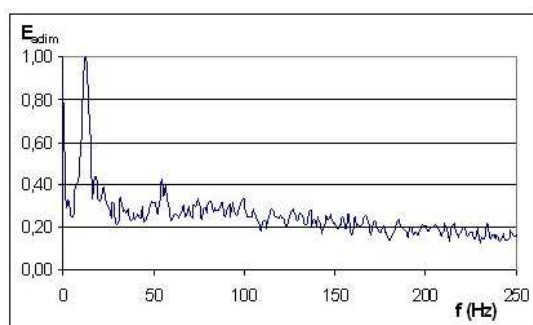


FIG. 5.27 – Spectre de fréquence obtenu à partir des données LDA sur la composante tangentielle de la vitesse - Cas injecteur n°4 - Position $r/R_s = 0.6$ à la hauteur du plan inférieur des fentes d'entrée.

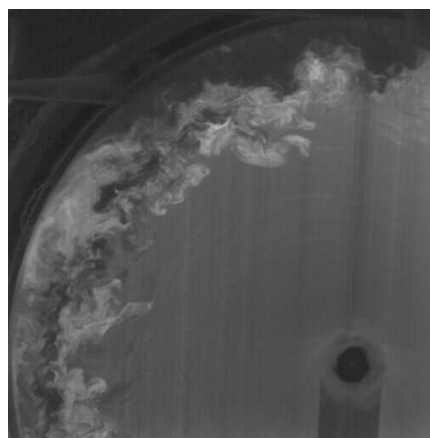


FIG. 5.28 – Instabilités en lisière de la couronne turbulente - Cas : Injecteur n°4 - $Re_w = 120000$

Pour la fréquence P_2 , notre point de vue s'accorde avec l'hypothèse de Yule et Cooper [31] qui associent cette perturbation aux ondes hélicoïdales interfaciales générées par les fentes d'alimentation discrètes et entretenue par l'écoulement swirlé. L'analyse temporelle de séquences

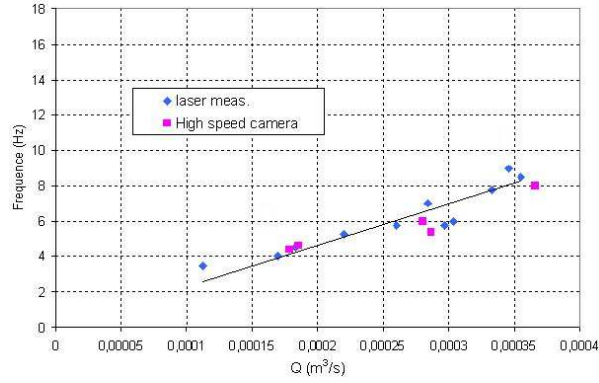


FIG. 5.29 – Comparaison entre P_1 et les fréquences d'apparition des structures turbulentes dans la zone de mélange des jets d'entrée - Cas : Injecteur n°4

réalisées par caméra rapide (figure 5.31) montre que la fréquence de défilement de ces ondes est comparable à P_2 et ce pour plusieurs débits différents (figure 5.30).

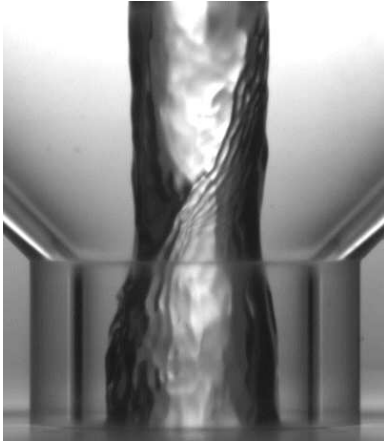


FIG. 5.30 – Ondes hélicoïdales interfaciales

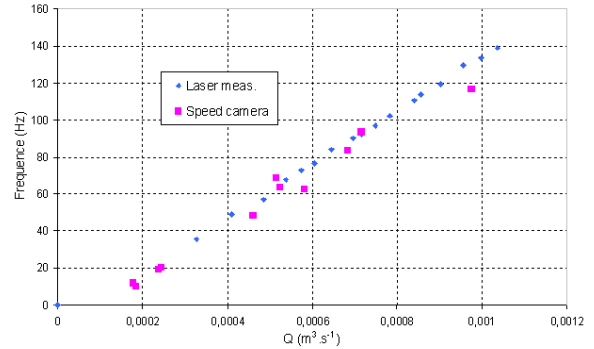


FIG. 5.31 – Fréquence P_2 et onde hélicoïdale - Cas swirler n°1 injecteur n°1

5.3.2 Influence de la géométrie

Suivant les premières observations réalisées, les fluctuations du trou d'air sont la conséquence d'instabilités générées au sein de l'écoulement. Les causes de ce comportement instationnaire sont liées à certains phénomènes hydrodynamiques induits par la géométrie particulière d'un injecteur tourbillonnaire. Partant de ce constat, une étude paramétrique est menée à partir des 30 configurations d'injecteurs à notre disposition. Les mesures sont toutes effectuées au centre de la chambre de swirl ($z/z_{max} = 0.67$) et consistent en un relevé de spectres pour différents débits. A partir de diagrammes tels que ceux présentés en figure 5.31, nous obtenons un coefficient d'amplification fréquence-débit pour chaque fréquence P_1 et P_2 . Cependant, il nous est apparu plus opportun de transcrire les données recueillies suivant des paramètres adimensionnels en introduisant dans chaque cas un nombre de Strouhal où W_i et le diamètre de swirl $R = D_s - d_p - 2\xi$ seront les dimensions de référence :

$$St = \frac{fR}{W_i} \quad (5.6)$$

St_1 et St_2 sont alors les nombres de Strouhal respectivement associés aux fréquences P_1 et P_2 .

Etudions fréquence par fréquence l'influence de la géométrie.

La fréquence P_1 : Sur la figure 5.32, le nombre de Strouhal reste quasiment constant avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re_w . Ainsi, St_1 n'est dépendant que des principales caractéristiques géométriques de l'embout et il est alors possible de définir une valeur de Strouhal moyenne pour chaque configuration. Nous avons classé le nombre de Strouhal déterminé pour chaque cas en fonction du swirler et de l'injecteur considérés. Au final nous obtenons le diagramme de la figure 5.33.

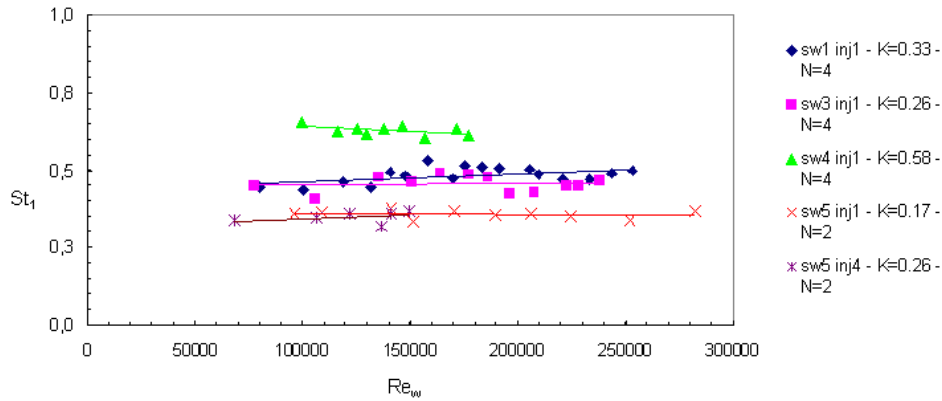


FIG. 5.32 – Comparaison nombre de Strouhal St_1 - nombre de Reynolds Re_w pour différentes configurations

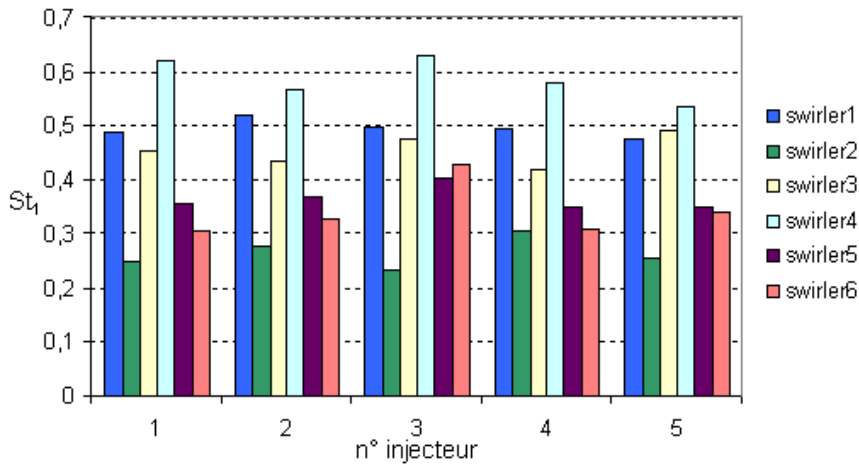


FIG. 5.33 – Comparaison des nombres de Strouhal St_1 moyens pour les différentes configurations

Il apparaît que la forme de l'injecteur n'a qu'une très faible influence, la valeur du Strouhal étant quasiment inchangée entre les différentes configurations d'embouts. Par contre, une modification du swirler entraîne une importante variation du Strouhal. St_1 décroît avec la diminution de l'aire totale d'entrée (suivant une modification des dimensions des fentes ou du nombre de celles-ci). Un changement de la géométrie du swirler est le moyen de modifier l'intensité de swirl qui est imposée à l'écoulement. Les observations précédentes indiquent que l'augmentation du nombre St_1 est imposée par la diminution du nombre de swirl S (i.e. l'augmentation du paramètre géométrique K) pour un embout donné, lorsque l'aire d'entrée est modifiée. A l'inverse une modification du diamètre de swirl seul provoque une tendance inverse : le diamètre de swirl R est donc lui-aussi un facteur particulièrement influent. Ceci est

très révélateur du rôle fondamentale de la position des fentes sur l'instabilité de l'écoulement.

La synthèse de ces différents éléments nous permet alors de définir une corrélation pour St_1 . Cette relation prend la forme suivante :

$$St_1 = AK^B \left(\frac{d_0}{R} \right)^C \left(\frac{D_s}{R} \right)^D \quad (5.7)$$

où A , B , C et D sont des constantes qui ont respectivement pour valeur 2.10, 0.485, 0.50 et -2.63. La figure 5.34 donne une comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées pour St_1 . L'erreur relative moyenne est de 5.45%.

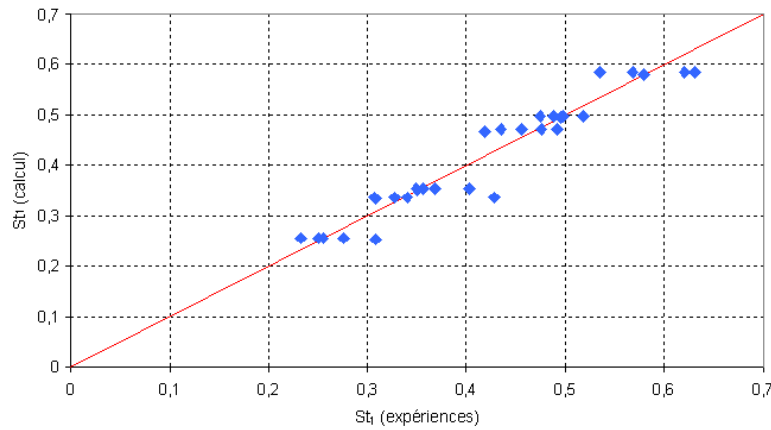


FIG. 5.34 – Nombres de Strouhal St_1 calculés à partir de l'équation 5.7 comparés aux données expérimentales.

La fréquence P_2 : De façon analogue à la fréquence P_1 , le nombre de Strouhal St_2 reste indépendant du nombre de Reynolds Re_w (voir figure 5.35). De la même manière, l'influence de la géométrie est certaine. La figure 5.36 est une représentation du nombre de Strouhal St_2 moyen pour les différentes configurations. Le diagramme montre clairement l'importance des dimensions de l'orifice de sortie. En effet, seul l'injecteur n°4, caractérisé par un diamètre d'orifice de sortie d_0 beaucoup plus petit que dans les autres injecteurs, induit une très importante augmentation de St_2 (ce nombre est trois fois plus important que dans les autres cas). Par ailleurs, aucune différence n'est observée entre les autres embouts. Dans le cas d'un changement de swirler, l'évolution du nombre de Strouhal est comparable à celle observée pour la fréquence P_1 . Même si l'influence de la géométrie et de la disposition des fentes est beaucoup moins importante que celle induite par le diamètre de l'orifice de sortie, elle reste loin d'être négligeable.

Comme pour la fréquence P_1 , la synthèse des différentes données obtenues nous permet de définir une corrélation pour St_2 . Cette relation prend la forme suivante :

$$St_2 = AK^B \left(\frac{d_0}{R} \right)^C \quad (5.8)$$

où A , B et C sont des constantes qui ont respectivement la valeur 1.136, 0.72 et -1.85. La figure 5.37 donne une comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées pour St_2 . et l'erreur relative moyenne est de 5.1%.

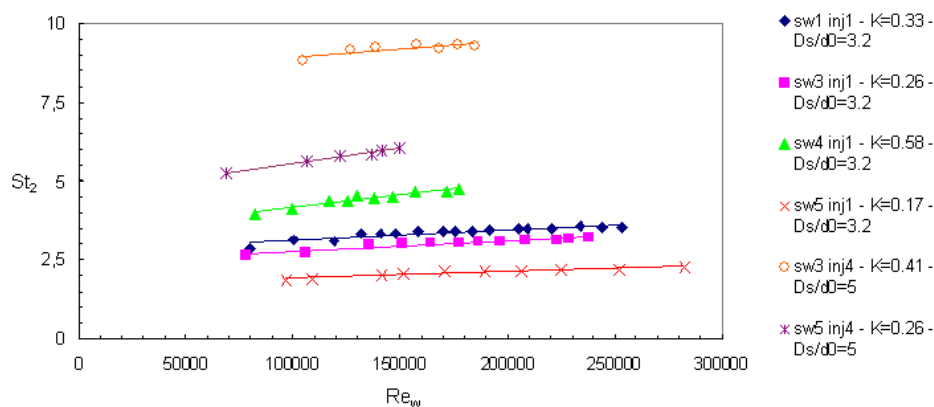


FIG. 5.35 – Comparaison nombre de Strouhal St_2 - nombre de Reynolds Re_w pour différentes configurations

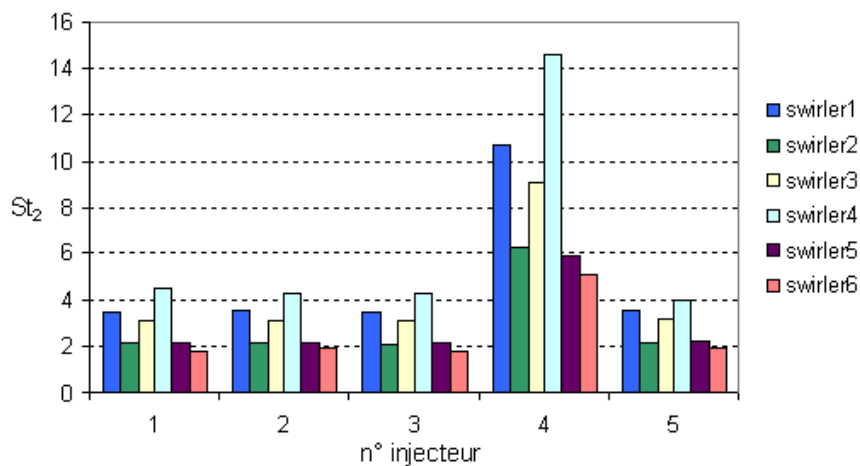


FIG. 5.36 – Comparaison des nombres de Strouhal St_2 moyens pour les différentes configurations

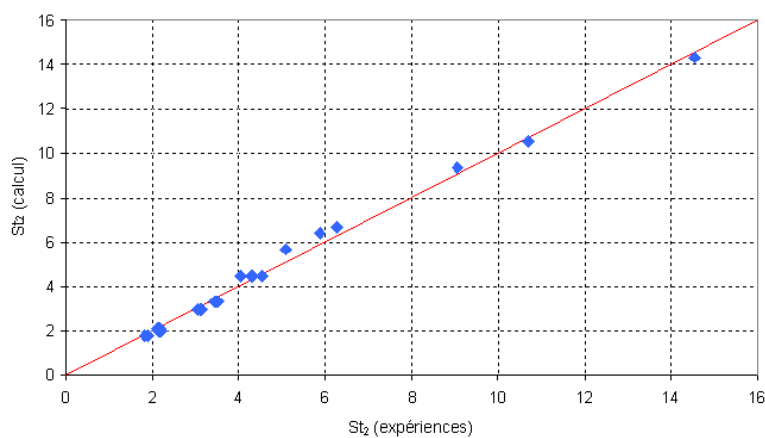


FIG. 5.37 – Nombres de Strouhal St_2 calculés à partir de l'équation 5.7 comparés aux données expérimentales.

5.3.3 Propagation des oscillations du trou d'air sur la nappe liquide

La figure 5.38 montre les spectres de fréquence enregistrés tout le long du trou d'air pour une configuration et des conditions opératoires données. Les deux pics de fréquence sont détectés tout au long du trou d'air. Néanmoins nous pouvons observer un léger glissement du spectre vers les plus hautes fréquences au niveau du convergent et de l'orifice de sortie : ce phénomène est la conséquence de l'accélération du liquide dans la partie finale de l'embout. Ce document montre par ailleurs que les oscillations du trou d'air sont transmises à la nappe liquide éjectée. Les mesures effectuées sont réalisées à une distance de $3 * d_0$ en aval du plan de l'orifice de sortie. A cette distance et avec les conditions exercées, la nappe liquide est en pleine expansion mais garde sa cohésion. A ce niveau, la fréquence P_2 est parfaitement détectée alors que P_1 semble s'atténuer.

A ce stade de l'étude, les éléments dont nous disposons laissent à penser qu'un lien peut

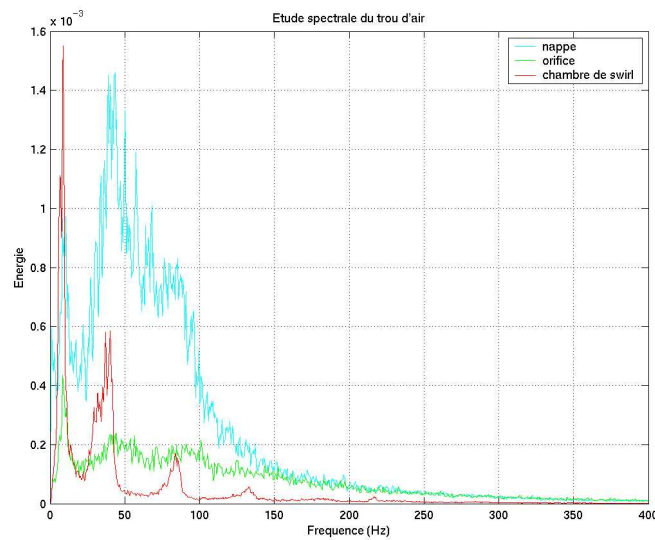


FIG. 5.38 – Evolution du spectre le long du trou d'air - Cas swirler n°2 - injecteur n°3 - $Re_w = 80000$

exister entre les instabilités du trou d'air et le processus de désintégration de la nappe. Cette remarque rejoint le point de vue de plusieurs auteurs pour qui le rôle perturbateur des instabilités générées au sein de l'écoulement interne peut être fondamental [126, 118, 95, 97].

Les dimensions de l'injecteur primaire intégré à la maquette de l'injecteur complet nous permettent une étude comparative entre les instabilités internes et la désintégration de la nappe (voir figures 5.39 et 5.42). Nous avons donc réalisé dans un premier temps la caractérisation des oscillations du trou d'air généré par l'écoulement interne suivant le protocole utilisé dans cette étude. Une partie du diagramme présenté en figure 5.40 en est le résultat. Les deux fréquences P_1 et P_2 sont détectées et les nombres de Strouhal associés sont évalués, $St_1 = 0.44$ et $St_2 = 3.11^5$.

Dans un second temps, la désintégration de la nappe liquide est étudiée par l'intermédiaire de séquences acquises par caméra rapide⁶ pour différents débits. Suivant la méthode exposée au chapitre 3, une analyse fréquentielle de ces séquences est réalisée : les relevés temporels des fluctuations de la nappe sont réalisés dans la zone amont du point de désintégration (voir figure 5.41), puis traités par FFT. La figure 5.41 donne un exemple des spectres ainsi ob-

⁵Les valeurs théoriques déterminées à partir des relations 5.7 et 5.8 sont respectivement $St_1 = 0.58$ et $St_2 = 3.10$.

⁶Les fréquences d'acquisition sont fixées à 1000 et 2000 Hz selon les cas.



FIG. 5.39 – Ouverture et destabilisation de la nappe liquide - Circuit primaire - Maquette de l'injecteur complet

tenus. Chaque spectre présente un pic important et l'évolution des fréquences associées est quasi-linéaire avec l'augmentation du débit.

La comparaison donnée en figure 5.40 montre que pour les très faibles débits, les fréquences détectées sur la nappe liquide avant désintégration sont les fréquences P_2 mesurées au niveau du trou d'air. Par contre, lorsque la nappe s'ouvre et que la vitesse du liquide devient importante, les fréquences des oscillations de la nappe sont beaucoup plus importantes que P_2 et doivent être associées avec un nouveau phénomène. En fait, ce changement de comportement marque l'émergence et le développement des instabilités induites par l'aérodynamique et par les effets de courbure, qui prennent alors une part active importante dans le processus de la désintégration.

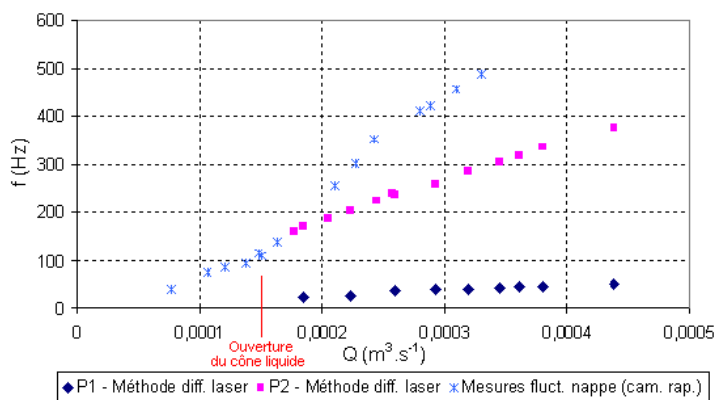


FIG. 5.40 – Analyse fréquentielle de l'écoulement et de la nappe liquide pour le circuit primaire

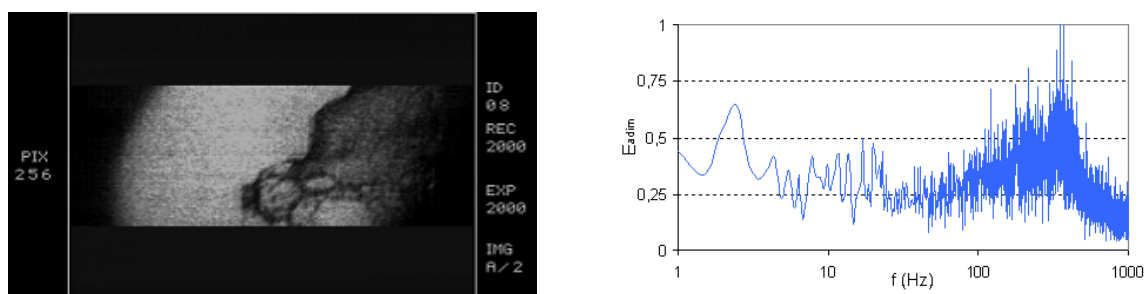


FIG. 5.41 – Analyse de la désintégration de la nappe swirlée - Exploitation par FFT (à droite) de séquences acquises par caméra rapide (à gauche) - Circuit primaire - $Q = 0.9m^3/h$

Il semble donc que les instabilités du trou d'air doivent être considérées comme des éléments participant aux mécanismes diphasiques qui conduisent à la formation du brouillard de gouttes. Mais des études complémentaires doivent être envisagées afin de quantifier leur part réelle.

Néanmoins, pour certains auteurs le rôle actif de ces instabilités est indéniable. Ainsi, pour Bazarov, un injecteur mécanique peut être décrit comme un oscillateur harmonique. Ses études portent sur les conséquences du comportement instationnaire des systèmes d'injection sur les instabilités des chambres de combustion. Elles montrent qu'un injecteur peut alors jouer le rôle de générateur d'instabilités produisant des fluctuations de l'écoulement diphasique (atomisation, tailles et vitesses des gouttes produites) [11, 12, 13, 77].

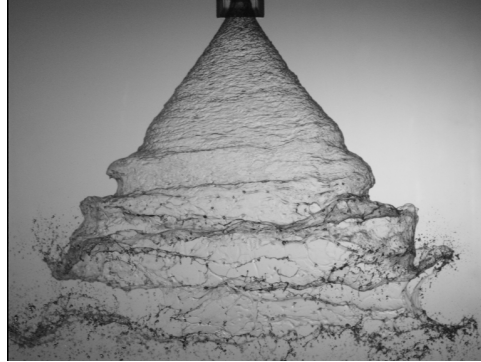


FIG. 5.42 – Désintégration de la nappe swirlée - Circuit primaire - Maquette de l'injecteur complet - $Re_w = 100000$

5.4 Modélisation numérique de l'écoulement

5.4.1 Modélisation bidimensionnelle

5.4.1.1 Approche laminaire

Dans le cas laminaire, comme dans le cas turbulent, les calculs effectués simulent parfaitement l'établissement du trou d'air gazeux (voir figures 5.43 et 5.44), et le développement d'un écoulement tournant ayant une structure similaire à un vortex de Rankine. Néanmoins la simulation correcte de la structure caractéristique de l'écoulement interne n'est pas aussi évidente. Les premiers calculs quasi-stationnaires réalisés sur des maillages grossiers aboutissent à des résultats mitigés. En effet, le développement de l'"écoulement de noyau" au niveau de la paroi de fond est très limité et l'ensemble du fluide a tendance à se plaquer contre les parois de la chambre de swirl. L'utilisation d'un maillage raffiné (cas d'un maillage de 450000 mailles pour la configuration "swirler n°1 injecteur n°1") pour un calcul instationnaire améliore grandement la simulation de l'écoulement (figure 5.45).



FIG. 5.43 – Écoulement diphasique interne dans l'injecteur primaire - Cas swirler n°1 injecteur n°1 - $Re_w = 140000$ - Le liquide est en rouge, l'air en bleu.

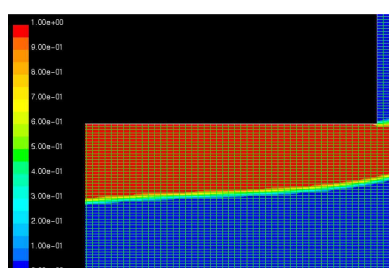


FIG. 5.44 – Le champ diphasique au niveau de l'orifice de sortie - Cas swirler n°1 injecteur n°2

Néanmoins, les pertes de charges de l'injecteur étant mal évaluées⁷, l'amplitude du profil de vitesse tangentielle est sur-estimée par rapport aux données LDA comme l'indique la figure 5.46. Remarquons que la position du maximum de vitesse tangentielle est similaire dans les deux cas. La sur-estimation des pertes de charge calculées est une difficulté que d'autres auteurs ont rencontrée lors de leur étude [120]. De leur point de vue, ces erreurs peuvent être imputées à l'importante difficulté de simuler correctement un écoulement fortement swirlé dans une géométrie contraignante. La convergence est très longue à atteindre et elle nécessite une importante ressource numérique.

5.4.1.2 Approche turbulente

Les tests réalisés en suivant une approche turbulente donnent des résultats intéressants. Le calcul présenté est basé sur la configuration "swirler n°4 injecteur n°1" (maillage de 145000 cellules). Le champ diphasique est correctement simulé comme l'illustre la figure 5.47. La

⁷le ΔP numérique est un tiers plus important que celui mesuré expérimentalement, ce qui correspond à une différence de 20% en débit

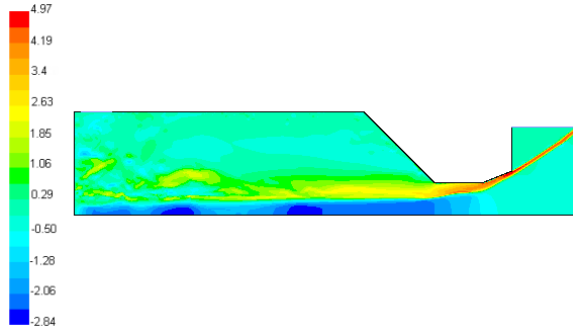


FIG. 5.45 – Champ de vitesse axiale $\frac{u}{W_i}$ - Cas swirler n°1 injecteur n°1 - 2D instationnaire laminaire - $Re_w = 140000$

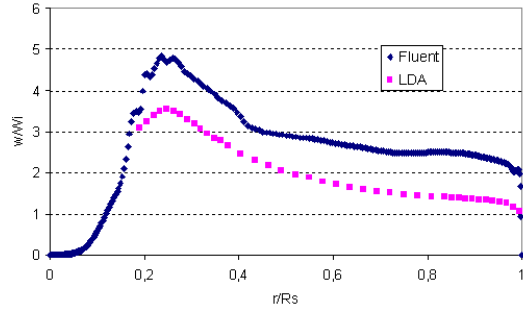


FIG. 5.46 – Profil de vitesse tangentielle à $z/z_{max} = 0.675$ - Cas swirler n°1 injecteur n°1 - 2D instationnaire laminaire - $Re_w = 140000$

pression d'injection calculée est très proche de la valeur expérimentale mesurée pour un même débit (erreur relative de 5%).

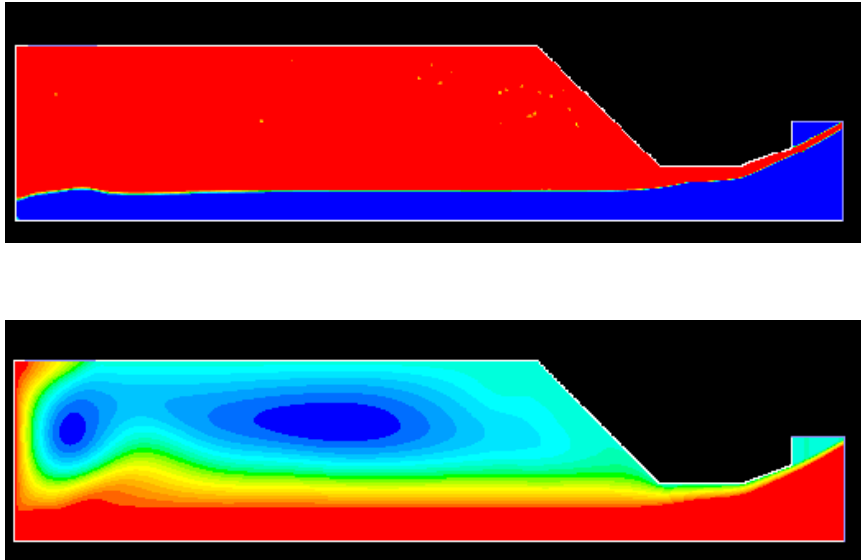


FIG. 5.47 – Résultats pour la simulation numérique - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - 2D quasi-stationnaire turbulent - $Re_w = 145000$ - En haut : champ diphasique (rouge pour le liquide, bleu pour l'air) ; en bas : lignes de courant

La comparaison entre les profils de vitesse calculés et les mesures LDA au niveau de la chambre de swirl et du convergent (figure 5.48) montre que la structure globale de l'écoulement est correctement simulée.

La figure 5.49 montre qu'au niveau de l'orifice de sortie de l'injecteur, les profils calculés sont très similaires aux profils de vitesse expérimentaux. Il en est de même de l'estimation de l'épaisseur du film liquide suivant différentes hauteurs et de l'angle de cône en sortie (tableau 5.1).

Néanmoins, nous pouvons remarquer que pour le profil de la vitesse tangentielle dans la chambre de swirl, la simulation sous-estime de façon importante les dimensions du vortex solide qui existe aux abords du trou d'air, ce qui n'était absolument pas le cas lors des simulations laminaires. D'autre part, même si le profil de vitesse axiale calculé est parfaitement cohérent dans le cas d'un écoulement swirlé confiné, l'écoulement de paroi est largement sous-estimé. Une simulation 2D est en effet incapable de prendre en compte les effets des jets d'entrée discrets qui existent au sein de l'écoulement réel. Par la suite, au niveau du

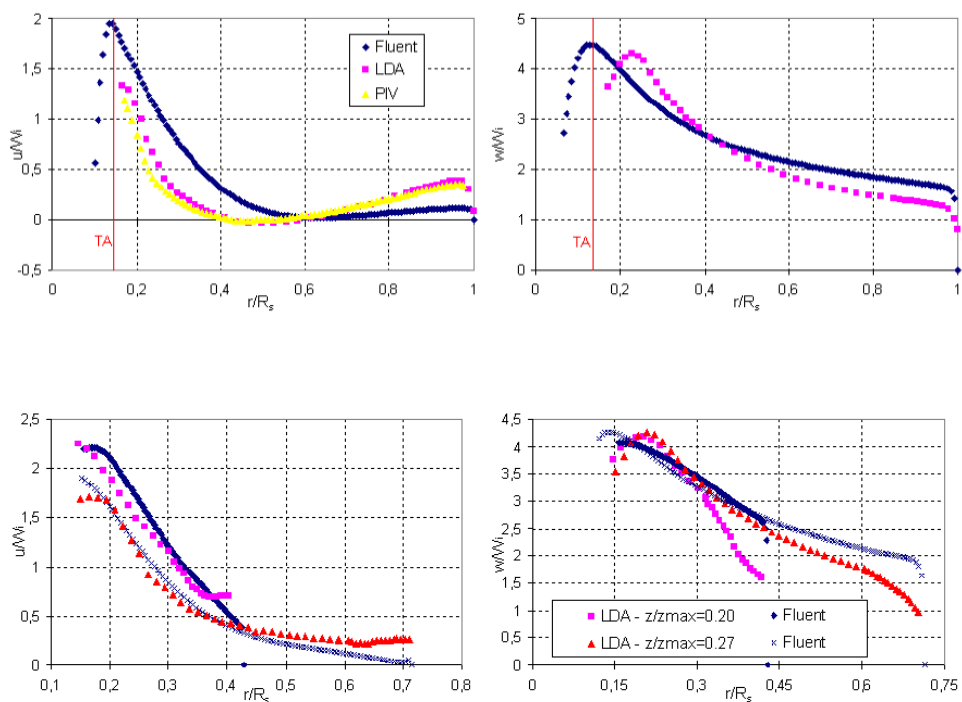


FIG. 5.48 – Résultats pour la simulation numérique - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - 2D quasi-stationnaire turbulent - $Re_w = 145000$ - En haut : profils de vitesse dans la chambre de swirl ; en bas : profils de vitesse dans le convergent

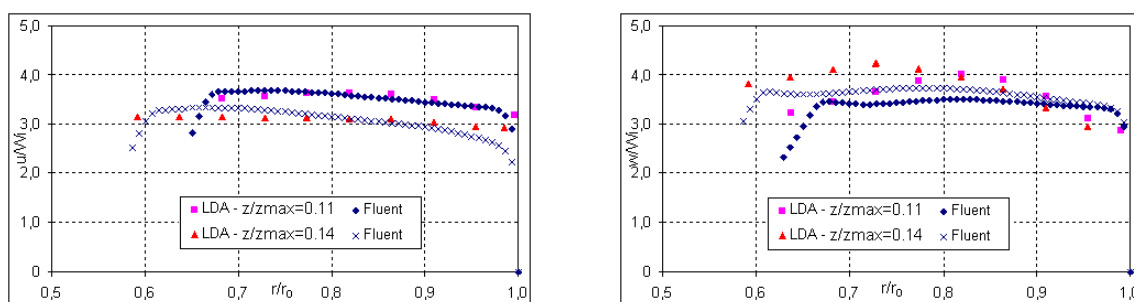


FIG. 5.49 – Comparaison des profils de vitesse au niveau de l'orifice de sortie - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - 2D quasi-stationnaire turbulent - $Re_w = 145000$ - Profils de la vitesse axiale (à gauche) et de la vitesse tangentielle (à droite) dans l'orifice de sortie

convergent, les profils tendent à s'accorder.

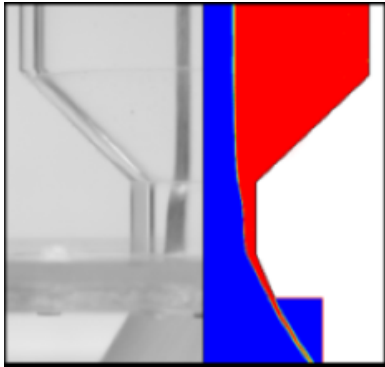


FIG. 5.50 – Comparaison entre le champ diphasique calculé et une image CCD du trou d'air - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - 2D quasi-stationnaire turbulent - $Re_w = 145000$

$2t/d_0$	Exp.	Fluent
$z/z_{max} = 0.11$	0.31	0.32
$z/z_{max} = 0.14$	0.37	0.38
Demi-angle	28.8°	26.2°

TAB. 5.1 – Comparaison sur les caractéristiques de la nappe liquide en sortie d'injecteur - Cas swirler n°4 injecteur n°4 - 2D quasi-stationnaire turbulent - $Re_w = 145000$

5.4.2 Modélisation tridimensionnelle

La volonté de prise en compte des effets instationnaires générés par les jets d'alimentation discrets nous a conduit à réaliser plusieurs simulations tridimensionnelles. Ces simulations sont réalisées en laminaire pour des maillages comprenant 150000 cellules. Néanmoins, comme dans le cas bidimensionnel, les pertes de charge calculées sont sur-estimées aux regards des débits injectés. L'erreur relative est inférieure à 15%. Cet important écart pourrait compromettre l'analyse de l'écoulement interne suivant une approche numérique.

Comme l'illustre la figure 5.51, la structure globale de l'écoulement interne est similaire au cas réel. Le profil de la vitesse tangentielle se rapproche de la structure d'un vortex de Rankine et l'écoulement de noyau enserrant le trou d'air apparaît bien développé. Comme le révèle la figure 5.52, le liquide entrant au niveau des fentes d'alimentation suit le mouvement hélicoïdal qui lui est imprimé ou bien est directement capté par l'écoulement de noyau via la couche limite apparaissant au niveau de la paroi de fond. Ceci est parfaitement visible sur la vue rapprochée du champ de vitesse aux abords de la paroi de fond de chambre donnée en figure 5.51. Elle révèle l'existence d'un écoulement de paroi d'Eckman caractérisé par une importante vitesse radiale. A l'approche du trou d'air, cet écoulement est obligé de changer de direction et s'écoule alors autour du noyau gazeux, comme envisagé lors de l'étude expérimentale.

La trajectoire en spirale de cet écoulement est clairement visible sur la figure 5.53. Cette dernière donne une représentation du champ de vitesse calculé et projeté dans deux plans radiaux perpendiculaires à l'axe de l'injecteur. Le premier plan est situé en aval du swirler alors que le second coupe la couche limite d'Eckman. La comparaison de ces deux plans illustre le rôle fondamental de cette dernière.

La figure 5.51 révèle par ailleurs l'existence de larges écoulements secondaires qui semblent être générés au sein de la chambre de swirl par l'interaction des quatre jets d'entrée. Mais un approfondissement de leur étude nécessiterait d'utiliser des maillages beaucoup plus fins.

Comme l'illustrent les figures 5.52 et 5.57, l'interface liquide-air qui définit le trou d'air apparaît très instable. Des ondulations hélicoïdales sont en effet détectées.

Une confrontation de ces données numériques avec les résultats expérimentaux est donnée

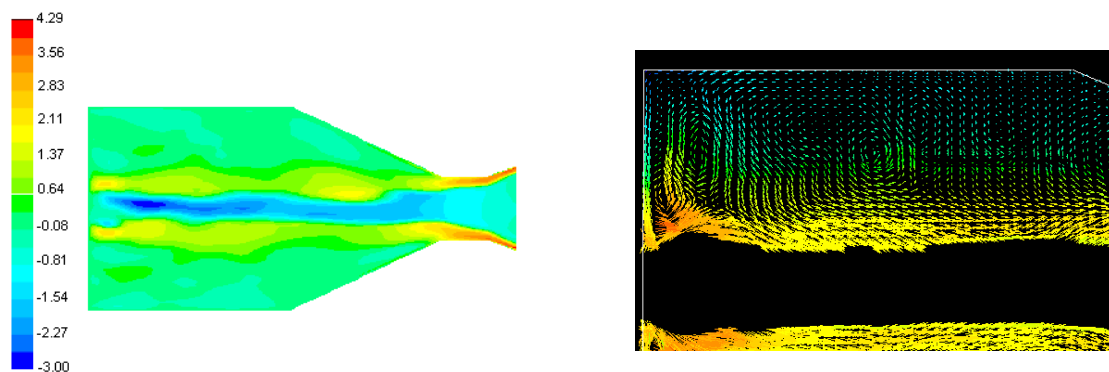


FIG. 5.51 – Champ de vitesse axiale $\frac{u}{W_i}$ (à gauche) et vue rapprochée sur le champ de vitesse dans un plan longitudinal aux abords de la paroi de fond - Cas swirler n°2 injecteur n°3 - $Re_w = 125000$

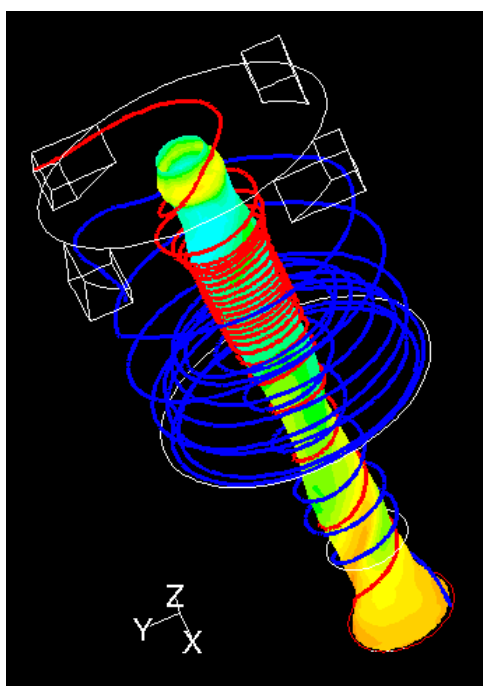


FIG. 5.52 – Simulation du trou d'air et suivi de trajectoire de particules - Cas swirler n°2 injecteur n°3 - $Re_w = 125000$

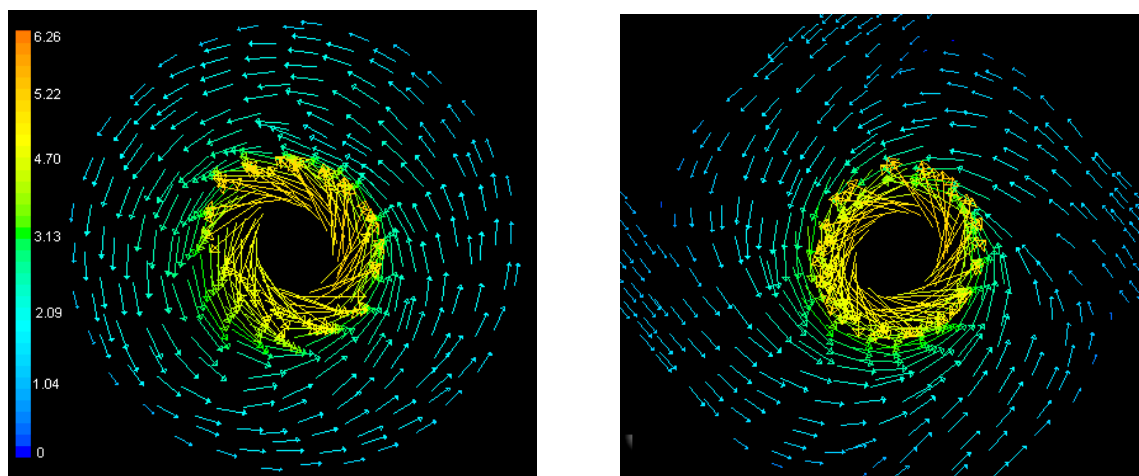


FIG. 5.53 – Champ de vitesse dans deux plans radiaux à $z/z_{max} = 0.99$ (à droite) et à $z/z_{max} = 0.90$ (à gauche) - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - $Re_w = 145000$ - L'échelle des couleurs est donnée suivant $\frac{\bar{u}}{W_i}$

sur les figures 5.55 et 5.56. Les profils de la vitesse tangentielle mesurés dans la chambre de swirl sont similaires dans la forme. La position radiale des vitesses maximales est très proche. Néanmoins, l'amplitude est plus importante dans le cas numérique. Cette écart d'amplitude se répercute sur l'ensemble des profils relevés tant dans la chambre que dans l'orifice de sortie, mais aussi sur les épaisseurs du film liquide en sortie et sur l'angle de cône. Les premières sont sous-estimées (erreur relative de 6.0% à $z/z_{max} = 0.11$) et le second est au contraire sur-estimé (erreur relative de 14%).

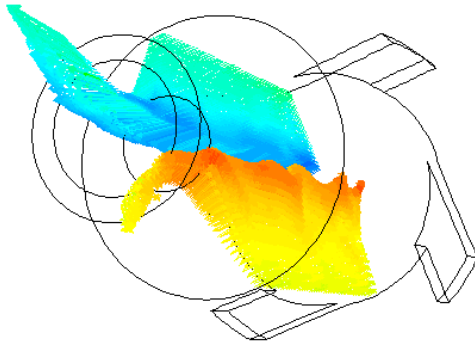


FIG. 5.54 – Champ de vitesse tangentielle dans l'ensemble de l'injecteur - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - $Re_w = 145000$

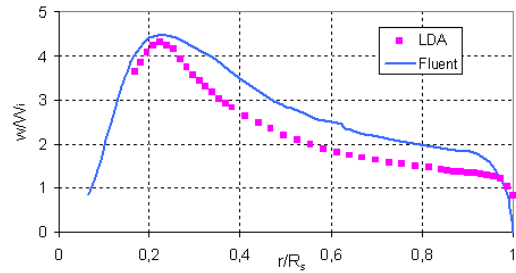


FIG. 5.55 – Comparaison pour le profil de vitesse tangentielle entre calcul et mesures expérimentales - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - $Re_w = 145000$ - $z/z_{max} = 0.54$

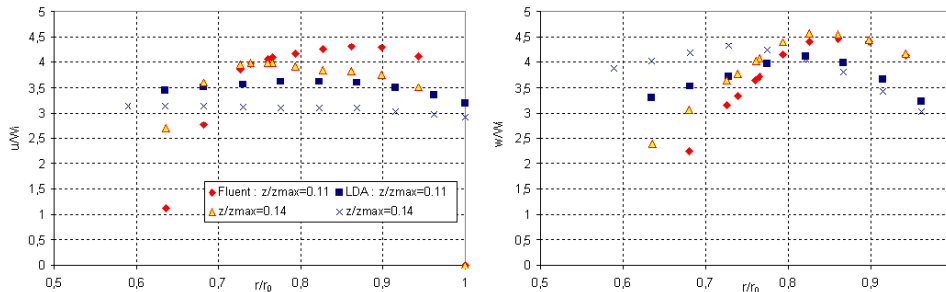
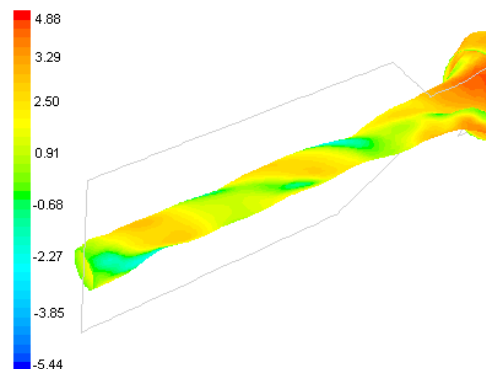


FIG. 5.56 – Comparaison des profils de vitesse au niveau de l'orifice de sortie - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - $Re_w = 145000$

FIG. 5.57 – Oscillations hélicoïdales du trou d'air - Cas swirler n°4 injecteur n°1 - $Re_w = 145000$ - L'échelle de couleurs est définie suivant $\frac{u}{W_i}$ - La fréquence de propagation (basée sur l'estimation de la longueur d'onde) est égale à 80 Hz (à comparer à la fréquence réelle mesurée $P_2 = 90$ Hz).



5.5 Structure de l'écoulement interne dans l'embout secondaire

5.5.1 Description de l'écoulement interne

L'écoulement interne du circuit secondaire est du fait de la présence du noyau primaire central, beaucoup moins étendu que dans le cas primaire. Par contre une intensité de swirl importante associée à un diamètre d'orifice de sortie grand impose l'apparition d'un large trou d'air comme l'illustre la figure 5.58. L'interface air-liquide subit une importante agitation, tout particulièrement au niveau de la paroi du bloc primaire. Il n'est pas rare d'y observer de grosses bulles d'air arrachées avec force au trou d'air. La propagation à sa surface d'une onde hélicoïdale est aussi facilement décelable.

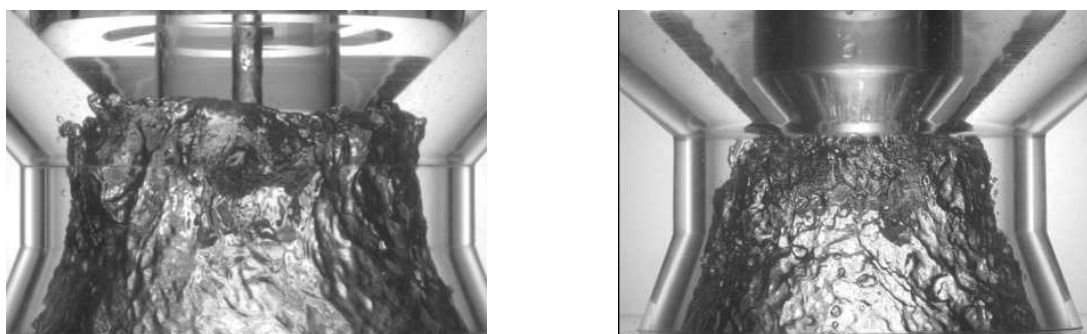


FIG. 5.58 – Le trou d'air secondaire - A gauche : cas injecteur 1, à droite : cas injecteur 3 - $Q = 3\text{m}^3/\text{h}$

La structure de l'écoulement interne Les visualisations réalisées par méthode LIF (avec injection de traceurs fluorescents au niveau d'une des quatre fentes) et par caméra rapide montrent clairement un écoulement fortement turbulent (voir figure 5.59). Comme dans le cas du circuit primaire, la trace des différents jets est détectable et leur mélange s'accompagne d'une production d'intenses structures tourbillonnaires. Ces dernières sont conduites directement vers le trou d'air en suivant le convergent. Il faut souligner que l'espacement entre les deux parois primaire et secondaire étant très étroit, une homogénéisation de l'écoulement semble moins évidente que dans le cas de l'écoulement primaire. Ceci est d'autant plus renforcé que les jets d'entrée sont petits, turbulents (le nombre de Reynolds de l'écoulement du jet d'alimentation issu d'une des quatre entrée varie entre 20000 et 55000⁸) et très pénétrants (en raison de la géométrie particulière du swirler). Ainsi, à l'inverse du cas primaire, la composante axiale de la vitesse de sortie des jets axiale est non nulle et est égale à $W_i \cos \chi$.

Les mesures LDA sont effectuées dans les cas des injecteurs 1 et 3. Pour la première configuration, la figure 5.61 donne les profils des composantes axiale et tangentielle de la vitesse. A partir des visualisations LIF, nous supposons qu'il existe une importante inhomogénéité de l'écoulement dans la première partie de l'embout causée par l'alimentation. Ainsi, deux mesures sont effectuées pour chaque rayon selon que la sortie d'une des fentes soit dans le plan de mesure (cas "jet") ou que ce plan de mesure passe entre deux sorties de fentes hélicoïdales (cas "hors jet"). Dans la chambre de swirl, l'empreinte du jet est clairement visible contre la paroi externe sur les profils de vitesses axiale et tangentielle. Pour le premier, une recirculation est détectée dans le coin formé par le swirler et la paroi du bloc primaire. Elle est beaucoup plus marquée au niveau de la sortie de fente. Pour la vitesse tangentielle, un tourbillon libre est en train de se former malgré la présence des deux parois. L'intensité turbulente est importante

⁸Ce nombre de Reynolds est calculé à partir de la vitesse W_i et du diamètre équivalent pour une fente d'entrée.



FIG. 5.59 – Structure de l'écoulement secondaire visualisée par méthode LIF - La trace du jet coloré est visible et la diffusion de la fluorescéine s'accompagne d'une intense agitation turbulente - Cas injecteur 1

dans l'écoulement en particulier au voisinage des deux parois.

Il est évident que la courte longueur de la chambre ne favorise absolument pas l'homogénéisation de l'écoulement. Elle doit s'opérer dans le convergent. C'est ce qu'il se produit rapidement pour la vitesse tangentielle. Dès le début de celui-ci (à $z/z_{max} = 0.82$ (voir figure 5.60)), l'allure de chaque profil pour les deux cas considérés tend à se rapprocher de l'autre. Par contre, l'écoulement adopte un profil de vitesse axiale caractérisé par deux écoulements se développant le long de chaque paroi. Le plus rapide circule le long de la paroi externe et est directement alimenté par le jet entrant. Le second est généré sur la paroi interne et reste assez faible. De plus la recirculation détectée au niveau de la chambre de swirl reste toujours présente. Il est plus juste de parler de quatre zones de recirculations localisées entre les jets. Elles correspondent à des zones de mélange comparables à celle détectée dans le cas du circuit primaire.

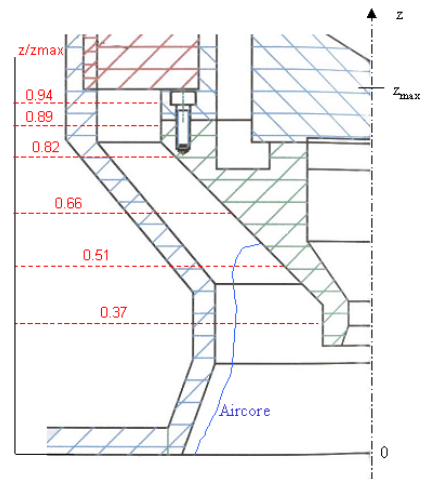


FIG. 5.60 – Localisation des rayons le long desquels les mesures LDA sont effectuées

Dans la seconde partie du convergent, à $z/z_{max} = 0.66$, l'écoulement sur la paroi interne est plus important en moyenne que celui localisé en paroi externe. Comme pour le cas primaire, il y a un transfert de débit vers la paroi interne. De la même façon nous pouvons faire un rapprochement entre le courant circulant près de la paroi interne et l'écoulement de noyau du circuit primaire. Il est à noter que les recirculations sont toujours présentes. (Du fait de la rotation de l'écoulement, l'empreinte des jets est détectée à partir des données "hors jet"). Le profil de vitesse tangentielle garde quant à lui une allure stable mais l'amplitude s'est accrue. Cette accélération est imposée par la conservation du moment angulaire du liquide dans une géométrie convergente. Suivant l'évolution de la vitesse (hors effets du frottement visqueux imposé par les parois), où w croît avec la diminution du rayon, la structure de l'écoulement tend vers celle d'un petit tourbillon libre.

Lorsque le film liquide prend réellement forme du fait de la présence du trou d'air, les profils s'uniformisent. Les effets des quatre entrées discrètes semblent être dissipés à cette position

même si nous pouvons largement supposer qu'ils jouent un rôle important au niveau de la stabilité du trou d'air. La vitesse axiale du film apparaît être imposée par l'écoulement de paroi interne. L'amplitude de la vitesse tangentielle se stabilise et reste imposée par la conservation du moment angulaire. Les mesures LDA effectuées plus en aval (à $z/z_{max} = 0.37$) montrent que la vitesse axiale du film augmente alors que le mouvement tangential tend à ralentir.

Influence du débit La figure 5.62 montre l'influence d'une augmentation du débit sur la structure de l'écoulement interne. Classiquement, l'augmentation de la vitesse débitante impose une accélération de la rotation du film, le profil restant identique. L'analyse des profils de vitesse axiale ne montre aucune modification de la structure de l'écoulement. Seul l'écoulement de la paroi interne s'intensifie de façon significative avec l'augmentation du débit.

Influence de la géométrie de l'embout L'importante différence géométrique entre les deux embouts testés se situe au niveau du pincement du canal conique défini au niveau du convergent par les parois externe et interne. Dans le cas de l'embout n°1, ce canal est divergent alors que dans le second cas, la diminution du diamètre de sortie d_0 de l'embout impose une augmentation de l'angle du convergent, pour une longueur totale conservée. Le canal conique devient alors convergent favorisant une accélération de l'écoulement. Ceci est confirmé par l'analyse des profils de vitesse obtenus pour les deux configurations (figure 5.63). Au niveau de la chambre de swirl, les profils sont similaires, ce qui est cohérent. Par contre lorsque l'on se rapproche de la sortie du convergent, l'accélération des deux composantes de la vitesse est importante. L'effet de contraction du canal est d'abord détecté avec l'importante évolution de la vitesse axiale imposée par la conservation du débit. A la même hauteur, le maximum de vitesse tangentielle est très proche dans les deux cas. Par contre en sortie de convergent, la vitesse tangentielle comme la vitesse axiale augmente significativement. Ainsi pour un même débit d'entrée, le rapport u/W_i maximal est multiplié par trois entre les deux configurations à $z/z_{max} = 0.51$ mm. Ainsi, même si la réduction du diamètre du trou d'air est imposée en grande partie par une augmentation du rapport D_s/d_0 (figure 5.58), la forte accélération de la vitesse de rotation au niveau du convergent va imposer une réduction de l'épaisseur du film liquide au niveau de l'orifice de sortie.

Aspects instationnaires Les fortes oscillations qui agitent le trou d'air secondaire sont caractérisées suivant la méthode laser utilisée dans le cadre de l'étude du circuit primaire. Cependant ces mesures sont plus délicates à mettre en œuvre en raison de la géométrie complexe de l'injecteur mais aussi du fait de l'amplitude importante des fluctuations à mesurer (figure 5.64). Néanmoins, comme dans le cas du circuit primaire, les spectres obtenus révèlent deux pics, localisés dans les basses fréquences (entre 10 et 100 Hz). Ces fréquences évoluent linéairement avec une variation de débit. Le tableau 5.2 donne les nombres de Strouhal calculées pour chaque cas.

5.5.2 Modélisation numérique de l'écoulement

La figure 5.65 est le champ diphasique calculé pour la configuration "injecteur n° 1". Le calcul est 2D axisymétrique instationnaire. Le trou d'air est bien simulé et le caractère oscillant du film est perceptible.

La figure 5.68 donne le champ de pression statique. L'évolution purement radiale de cette dernière est caractéristique des écoulements swirlés, un gradient radial de pression se développant pour compenser les effets centrifuges. Par contre la pression maximale est beaucoup plus petite que la pression d'injection mesurée expérimentalement en amont du swirler. Nous devons donc relativiser cette différence car la géométrie particulière des fentes impose une

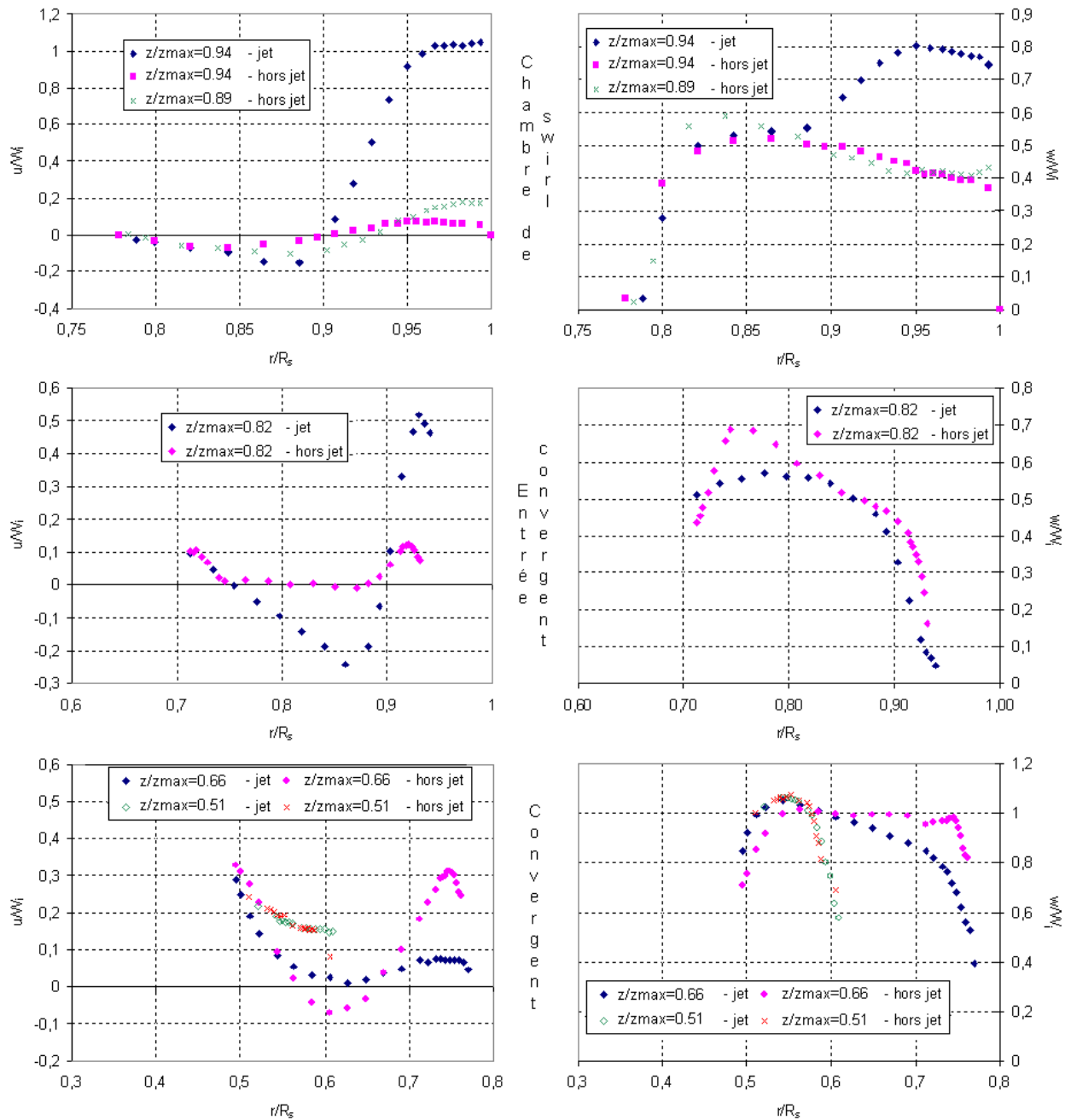


FIG. 5.61 – Profils de vitesse axiale et tangentielle dans l'ensemble du circuit secondaire - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$

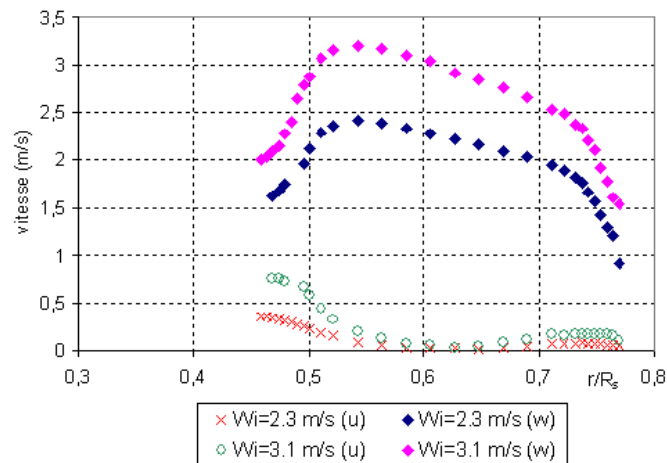


FIG. 5.62 – Profils de vitesse axiale et tangentielle pour différentes conditions d'entrée - Cas injecteur 1 - $z/z_{max} = 0.66$ mm - Mesure effectuée suivant un plan "jet"

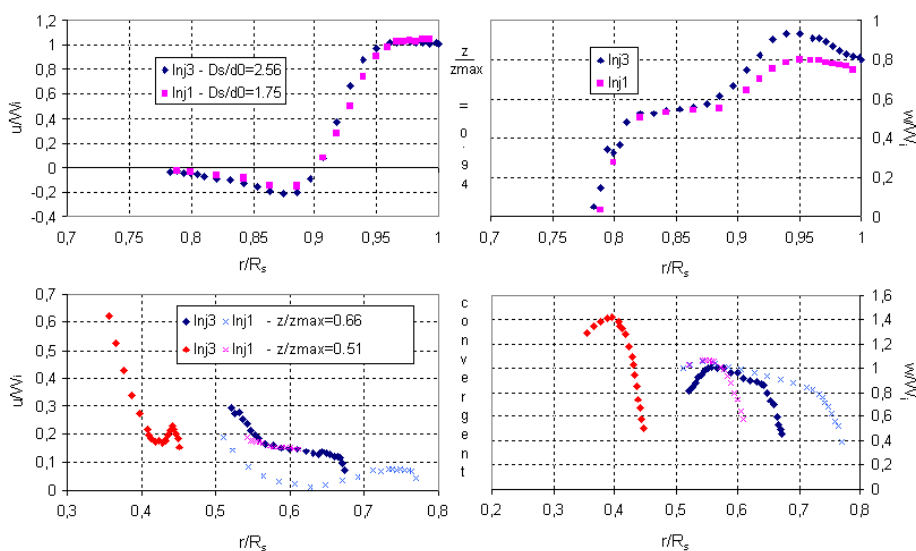


FIG. 5.63 – Comparaison des profils de vitesse axiale et tangentielle pour différents embouts - $Q = 3m^3/h$

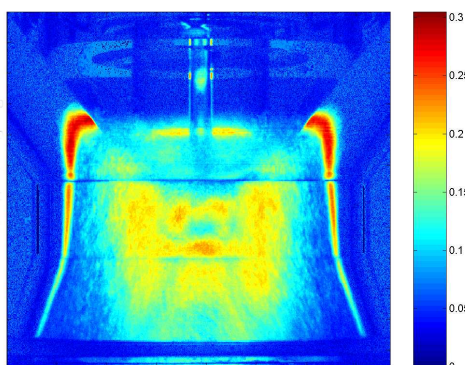


FIG. 5.64 – Importance de l'amplitude des oscillations du trou d'air au sein de l'embout secondaire - $Q = 3m^3/h$ - Image écart-type - L'échelle donnée est arbitraire.

Configuration	St_1	St_2
Injecteur 1	0.42	0.69
Injecteur 3	0.25	0.48

TAB. 5.2 – Nombres de Strouhal pour le circuit secondaire

perte de charge non négligeable.

La structure de l'écoulement est relativement bien capturée. Nous pouvons en effet remarquer le développement de deux écoulements de paroi (figure 5.67). L'écoulement de paroi interne apparaît beaucoup plus rapide que celui circulant sur la paroi externe. Par la suite l'apparition du trou d'air entraîne une accélération du film liquide nouvellement formé. L'épaisseur instantanée mesurée au niveau de la sortie de l'orifice de sortie pour la figure 5.65 est égale à 3.4 mm. A partir des visualisations de l'écoulement réalisées pour les mêmes conditions d'entrée, l'épaisseur moyenne est égale à 2.9 mm. Or cette épaisseur est très fluctuante à cause des fortes oscillations qui animent le trou d'air comme nous l'avons vu précédemment. Cette fluctuation est mesurée à partir de la figure 5.64 et est égale à ± 0.5 mm.

Le passage du divergent induit un affinement du film qui par conséquent prend encore plus de vitesse. Le demi-angle du spray en sortie est alors 34.6° . Par comparaison, les mesures effectuées sur la maquette pour le même débit donnent un demi-angle de 36.9° .

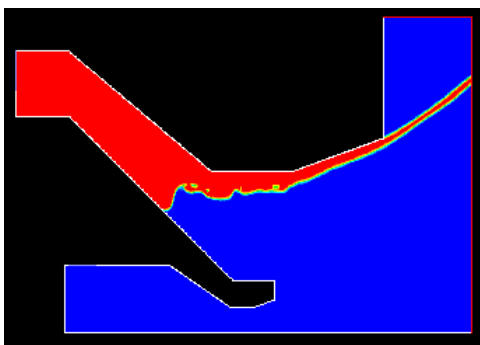


FIG. 5.65 – Champ diphasique - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$

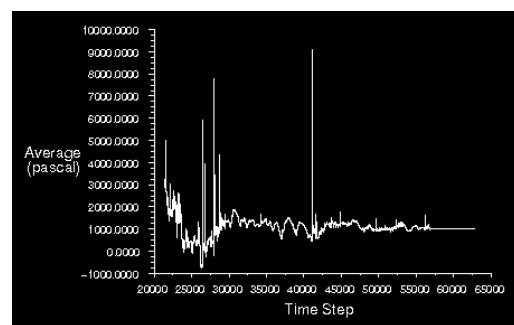


FIG. 5.66 – Convergence de la pression statique - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$

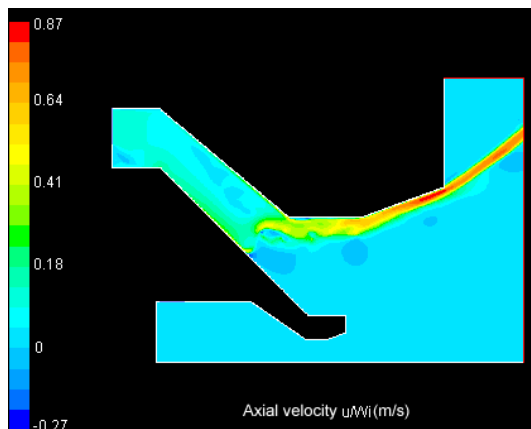


FIG. 5.67 – Composante axiale de la vitesse pour le circuit secondaire - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$

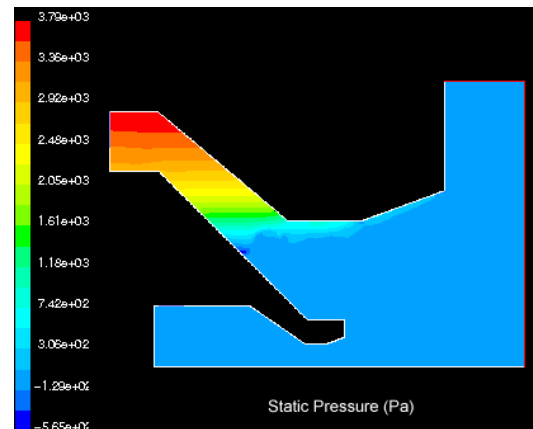


FIG. 5.68 – Champ de pression statique pour le circuit secondaire - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$

Une comparaison des données expérimentales avec les résultats de la simulation est présentée sur la figure 5.69. Du fait que la simulation réalisée est 2D axisymétrique, les non-uniformités de l'écoulement réel induites par les jets d'alimentation discrets sont gommées. A partir de ce constat, nous pouvons voir que les résultats numériques donnent une bonne représentation de la structure de l'écoulement, malgré la grande difficulté pour capturer les écoulements secondaires (recirculations et zone de mélange). Au niveau de la chambre de swirl, la recirculation imposée par l'entrée des jets est très réduite mais le profil de vitesse axiale se rapproche

beaucoup en allure comme en amplitude du profil obtenu lors des mesures effectuées "hors jet". Pour la vitesse tangentielle, même si le profil est comparable avec les données "hors jet" l'amplitude semble sur-estimée. Par contre, il y a bon accord pour les mesures effectuées dans le convergent (à $z/z_{max} = 0.66$). A cette position le profil de vitesse axiale indique l'existence de deux écoulements de paroi. Même si l'écoulement sur la paroi externe est sous estimé, les amplitudes sont très comparables.

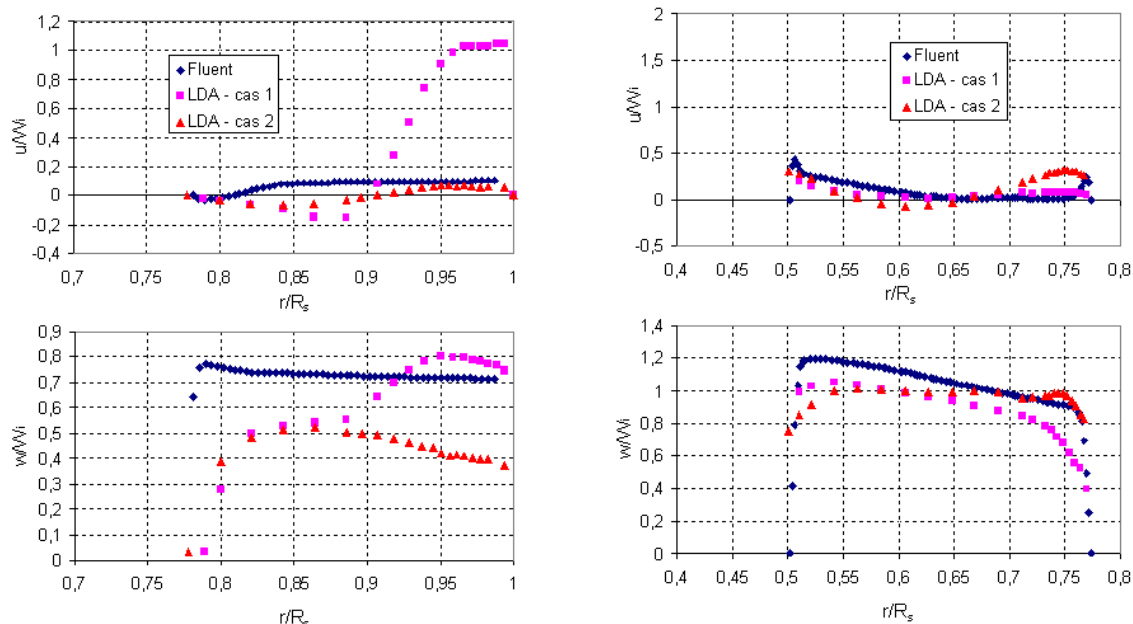


FIG. 5.69 – Comparaison avec les données expérimentales - Cas injecteur 1 - $Q = 3m^3/h$ - En haut : $z/z_{max} = 0.94$, en bas : $z/z_{max} = 0.66$ - (Cas 1 pour cas "jet" et cas 2 pour cas "hors jet")

A ce stade de l'étude numérique sur le circuit secondaire⁹, les résultats obtenus sont en bon accord avec les données expérimentales. La localisation et la taille du trou d'air ainsi que l'angle d'expansion du film liquide sont correctement simulés (figure 5.70). La structure globale de l'écoulement interne est correctement capturée, mais un raffinement important du maillage devrait apporter des améliorations certaines. Malgré tout, la simulation 2D axisymétrique interdit toute prise en compte des effets induits par les jets discrets. Il est donc nécessaire de réaliser des calculs 3D afin de simuler correctement les effets du swirler et les écoulements secondaires. Une première tentative dans ce but a été engagée sur le maillage présenté au chapitre précédent, malheureusement sa faible résolution empêche toute amélioration. Mais un tel calcul devient vite lourd et coûteux.

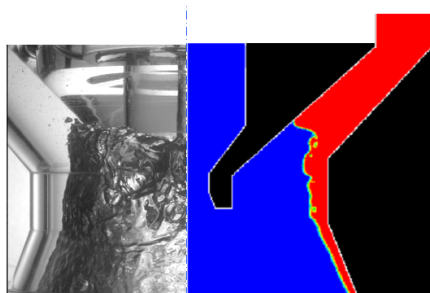


FIG. 5.70 – Comparaison entre la simulation numérique et une visualisation de l'écoulement réalisée par caméra CCD - $Q = 3000$ l/h

⁹Des simulations complémentaires sont entreprises mais n'ont pas encore aboutit du fait du coût important en temps CPU de ces calculs et des limitations rencontrées.

5.6 Synthèse

5.6.1 Structure de l'écoulement interne du circuit primaire

L'écoulement swirlé étudié est assimilable à un vortex de type Rankine associé avec un mouvement axial particulier. Le liquide qui pénètre dans la chambre via les fentes du swirler a deux directions privilégiées : soit il est capturé par la couche limite d'Eckman qui se forme aux abords de la paroi de fond de chambre et alimente alors un écoulement de noyau axial, soit il suit le mouvement imposé par les fentes et reste plaqué contre la paroi de la chambre sous l'effet des forces centrifuges. Une telle organisation génère d'importants écoulements secondaires accentués par les structures tourbillonnaires qui se forment au sein d'une zone d'interaction des jets. Ces dernières participent à la diffusion de la quantité de mouvement des jets d'entrée dans l'écoulement moyen. Par la suite, elles sont captées, puis étirées par le mouvement tournant du liquide. Tout en s'approchant de la zone centrale de l'écoulement, elles se fragmentent et disparaissent très rapidement par un effet de laminarisation de l'écoulement. Celui-ci s'organise donc entre une couronne turbulente alimentée par des jets d'entrée à grand nombre de Reynolds en paroi et un noyau laminaire autour du trou d'air.

Le convergent joue un rôle important dans la réuniformisation de l'écoulement interne. Le mouvement axial est alors imprimé majoritairement par l'écoulement de noyau alors que la zone de recirculations s'atténue puis disparaît. Au final, lorsque le liquide pénètre dans l'orifice de sortie, les vitesses sont uniformes. L'accélération induite par le saut de pression provoque alors un amincissement important du film liquide.

L'étude paramétrique menée sur l'influence de la géométrie interne confirme le rôle fondamental des dimensions et de l'architecture du swirler mais aussi de l'orifice de sortie.

En considérant l'interface liquide-air comme une surface libre, nous supposons qu'elle réagit à part entière aux phénomènes instationnaires qui se propagent au sein de l'écoulement. Une caractérisation poussée des fluctuations qui animent le trou d'air démontre l'existence de deux oscillations à basse fréquence. La première est associée à un mouvement de précession du noyau gazeux. La seconde est une onde en hélice qui se propage sur l'interface. Une discussion est amorcée sur le rôle possible de ces instabilités dans le processus d'atomisation.

5.6.2 Structure de l'écoulement interne du circuit secondaire

L'écoulement secondaire montre un grand nombre de similitudes avec l'écoulement du circuit primaire. Néanmoins, cet écoulement étant beaucoup plus confiné, le développement du vortex libre est limité.

La première grande partie de l'écoulement apparaît très inhomogène en raison de l'influence prépondérante des quatre jets d'entrée. Les instabilités induites affectent de façon importante le comportement du trou d'air. Néanmoins, avec l'accélération induite par le convergent et l'affinement de l'écoulement, cette influence s'estompe rapidement. Dans l'orifice de sortie, la structure de la nappe liquide est uniforme.

5.6.3 Modélisation numérique

L'objectif de ce travail était d'évaluer les capacités d'un logiciel commercial de mécanique des fluides à simuler correctement l'écoulement interne d'un injecteur tourbillonnaire. Les moyens et la méthodologie utilisés sont capables de capturer toutes les caractéristiques globales de ce type d'écoulement : le développement du trou d'air axial est ainsi particulièrement bien simulé.

Néanmoins, le résultat des différentes tentatives menées est assez mitigé en particulier dans le cadre de l'étude du circuit primaire. Globalement, il apparaît qu'une simulation correcte de cet écoulement complexe nécessite d'une part, des maillages très fins, raffinés correctement au niveau des zones de forts gradients et d'autre part, des temps de calcul importants afin de laisser l'écoulement s'établir correctement. D'importants écarts sont enregistrés lors de l'estimation des pertes de charge de l'injecteur, cependant les cas laminaires donnent une estimation de la structure tourbillonnaire très réaliste. Des améliorations ont été apportées en 2D avec l'utilisation d'une approche turbulente entraînant en contre partie une augmentation significative du temps CPU (déjà important dans le cas laminaire) et une sur-estimation du vortex libre dans la chambre de swirl. Néanmoins, la simulation donne des résultats encourageants. Les profils de vitesse au niveau de l'orifice de sortie sont en particulier bien simulés et les épaisseurs de film calculées sont comparables à celles mesurées au cours de l'étude expérimentale. Cela confirme le fait que l'outil numérique peut être un moyen efficace pour la conception des injecteurs.

Les simulations 3D instationnaires nécessitent un certain nombre d'améliorations, avec en tout premier lieu un raffinement important des maillages. Néanmoins, elles apparaissent comme un moyen efficace pour appréhender les effets instationnaires générés au sein de l'écoulement : les deux simulations laminaires effectuées donnent des résultats très intéressants avec une simulation correcte de la structure tourbillonnaire de l'écoulement au sein de la chambre de swirl et la capture d'ondes hélicoïdales se propageant sur le trou d'air.

Chapitre 6

Application pour le dimensionnement d'un injecteur

6.1 Introduction

La conception classique d'un injecteur se base sur le contrôle de paramètres précis en suivant un cahier des charges strict comme celui exposé en introduction. Les conclusions établies dans le chapitre précédent sont des éléments essentiels pour mieux comprendre l'impact de la géométrie sur les caractéristiques du spray produit. Il est important maintenant de définir des méthodes efficaces afin d'établir la performance des injecteurs actuels et les moyens pour les améliorer. Actuellement différentes corrélations semi-empiriques sont utilisées avec plus ou moins d'efficacité : il est bien connu des concepteurs d'injecteurs que ces corrélations ne prédisent pas toujours précisément les effets d'une modification géométrique ou des échelles de longueur. Les prototypes construits et mis en place sont basés sur la géométrie d'injecteurs réels Hispano Suiza. Ces derniers sont donc considérés comme des éléments de référence. Ces maquettes nous permettent de tester un grand nombre de configurations géométriques différentes et de mesurer dans chaque cas les principaux paramètres fondamentaux pour un injecteur à pression (voir chapitre 1), tels que le coefficient de débit C_d , l'angle maximal du spray 2θ et l'épaisseur du film liquide en sortie t . Les données obtenues étendent la définition des principales corrélations citées dans le chapitre 2. L'exploitation de ces données nous permet de tester et au besoin, de corriger les corrélations existantes afin d'obtenir des relations performantes applicables directement par Hispano Suiza.

6.2 Pertes de charge de l'écoulement pour le circuit primaire

6.2.1 Le nombre d'écoulement

6.2.1.1 Introduction

Tout injecteur à swirl est caractérisé par la relation suivante (voir chapitre 1) :

$$Q = \frac{FN\sqrt{\Delta P}}{\sqrt{\rho}} \quad (6.1)$$

Le nombre d'écoulement de Lefebvre FN est une caractéristique essentielle d'un injecteur en donnant une indication sur le débit qui le traverse en fonction de la pression d'injection appliquée en entrée.

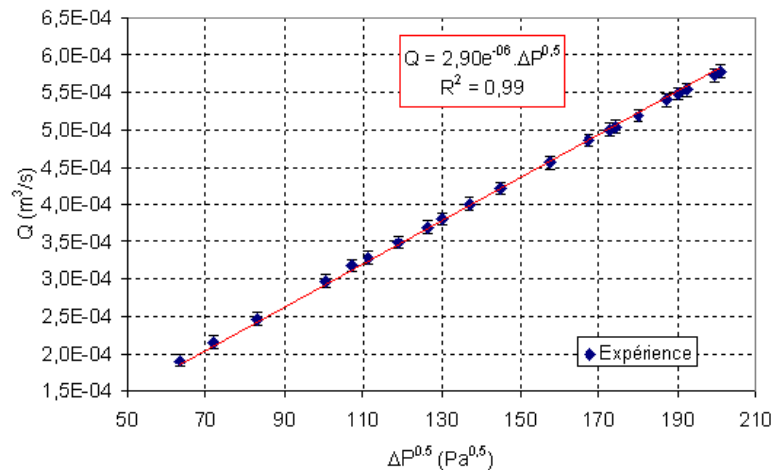


FIG. 6.1 – Diagramme expérimental débit-pression - Cas présenté : swirler n°2 - injecteur n°4

6.2.1.2 Analyse des données expérimentales

A partir des données de débit et de pression obtenues pour chaque configuration, un nombre d'écoulement expérimental est évalué. En effet, pour chaque configuration, un diagramme tel que celui présenté sur la figure 6.1 est déterminé. La pente de la droite expérimentale mesurée est proportionnelle au nombre d'écoulement FN , à la racine carrée de la masse volumique de l'eau près (cette dernière étant connue grâce aux relevés de température réalisés régulièrement). L'erreur de mesure moyenne effectuée, aux vues des appareils de mesure utilisés, est inférieure à 4%.

Une étude attentive des différents résultats obtenus pour 30 configurations différentes précise l'importante influence de certaines parties de la géométrie. Il ressort des comparaisons entre les différents cas étudiés présentées sur les figures 6.2, 6.3 et 6.4 que les principaux éléments jouant un rôle important sont :

- La forme du swirler : les dimensions et le nombre des fentes mais aussi leur positionnement par rapport à l'axe de la chambre de swirl. La figure 6.2 confirme l'impact évident d'une augmentation de l'aire totale d'entrée du liquide en entrée de chambre de swirl sur le FN . Par contre elle souligne clairement au travers de la comparaison entre les swirlers n°1 et n°2, l'influence non négligeable de la position des fentes quantifiée par le diamètre de swirl $R = D_s - d_p - 2\xi$. Or nous avons justement vu au chapitre précédent que la géométrie du swirler influe de façon prépondérante sur l'organisation de l'écoulement interne et sur les zones de recirculations grandement responsable de la diffusion de l'énergie cinétique dans l'injecteur. En particulier, l'impact de la position des fentes sur l'intensité de ces recirculations est démontré. En l'occurrence, le swirler n°2 favorise l'atténuation de ces dernières et par voie de conséquence les pertes de charge induites.
- Le rapport des diamètres D_s/d_0 . La figure 6.3 montre clairement qu'une diminution du rapport D_s/d_0 induit une diminution des pertes de charge de l'injecteur (i.e. une augmentation de FN). Outre l'effet d'obstruction induit par le rétrécissement de l'orifice de sortie, nous avons aussi pu observer que la diminution de d_0 provoque un élargissement et par conséquent une intensification de la zone de recirculation dans la chambre de swirl. Ce phénomène se répercute alors sur les performances de l'embout.

Pour les autres éléments géométriques, aucune influence notable sur la valeur du coefficient FN n'est détectée.

Les résultats de la figure 6.4 corroborent la plupart des éléments donnés par la bibliographie

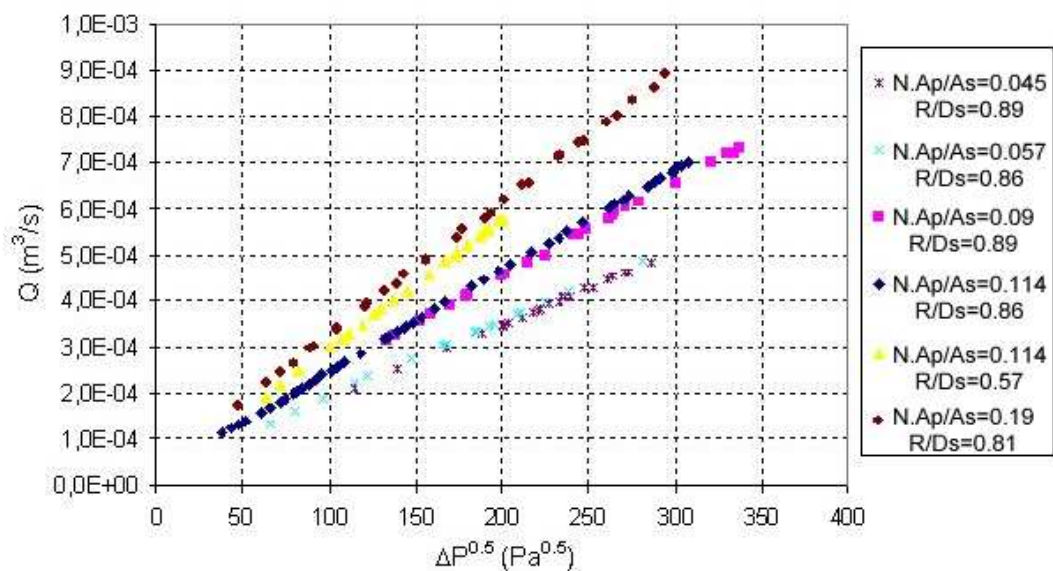


FIG. 6.2 – Courbe débit-pression pour différents swirlers - Embout n°4

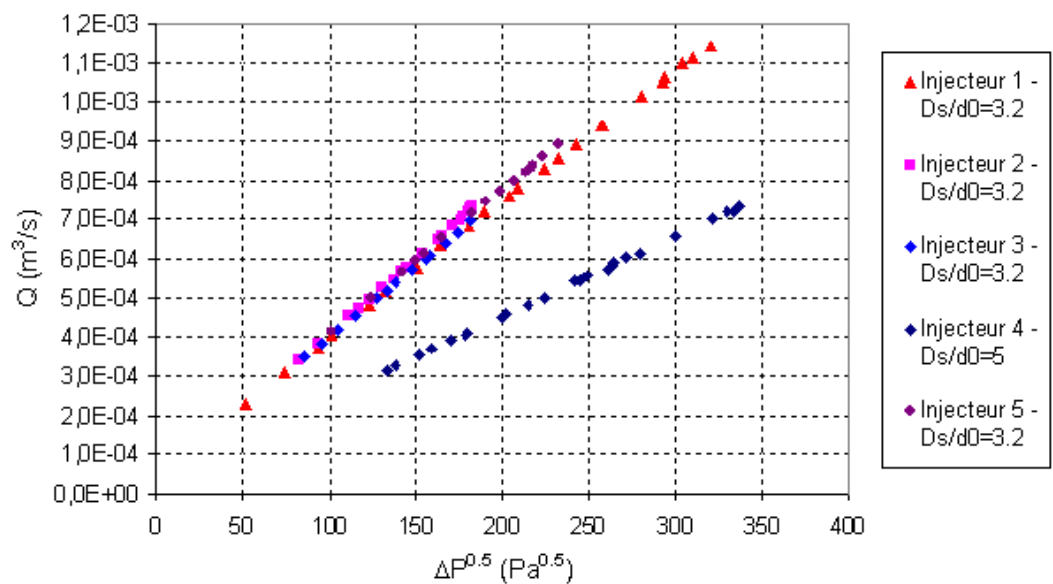
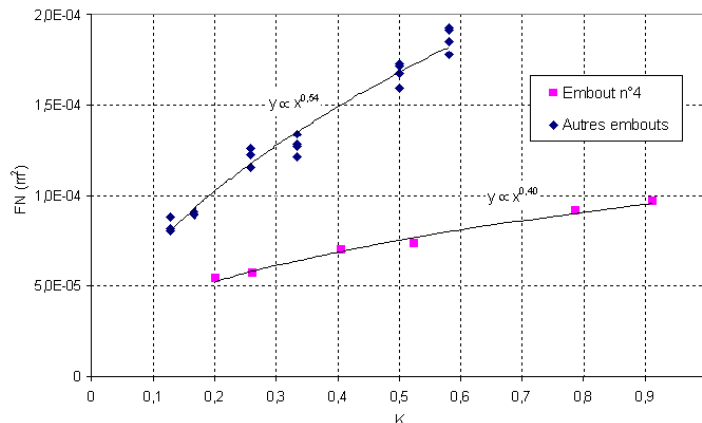


FIG. 6.3 – Courbe débit-pression pour différents injecteurs - Swirler n°3


 FIG. 6.4 – Influence de K et du rapport D_s/d_0 sur le nombre d'écoulement FN

où il est bien établi que le coefficient de proportionnalité FN est une fonction des paramètres K et D_s/d_0 , diverses corrélations empiriques étant d'ailleurs disponibles. Elles sont définies à partir de la relation existant entre le nombre FN et le coefficient de débit $C_d = \frac{FN}{\sqrt{2}A_0}$ et se trouvent sous la forme classique (voir tableau 2.7 en fin de chapitre 2) :

$$FN = A * \frac{(NA_p)^{0.5} d_0^{1.25}}{D_s^{0.25}} \quad (6.2)$$

où A est une constante.

Confrontées à ces corrélations, nos données montrent un bon accord (la moyenne des erreurs relatives est proche de 5.4% pour la corrélation de Rizk et Lefebvre et de 5.2% pour celle de Benjamin), à l'exception des configurations basées sur le swirler n°2 (pour lesquelles l'erreur relative est de l'ordre de 20%). En fait, la formulation 6.2 ne prend absolument pas en compte les effets induits par le positionnement des fentes par rapport à l'axe, les différents auteurs jugeant correct de négliger les dimensions des fentes par rapport au diamètre de la chambre de swirl. Or, les expériences présentées montrent bien que ces effets sont loin d'être négligeables.

6.2.1.3 Nouvelle corrélation

Reprenons la méthodologie employée par Rizk et Lefebvre [108] pour aboutir à l'équation 6.2. Il faut partir de la définition du nombre FN en fonction du coefficient de débit et de la forme classiquement retenue pour la corrélation sur C_d défini proportionnel à $\sqrt{K (D_s/d_0)^{0.5}}$ [81]. Pour rappel, le nombre géométrique K a pour définition complète :

$$K = \frac{NA_p}{(D_s - d_p - 2\xi) d_0} \quad (6.3)$$

Les auteurs employent habituellement une définition simplifiée où d_p est négligé par rapport à D_s . De plus aucun n'a considéré d'autres cas que celui des fentes d'entrée purement tangentielles (c'est-à-dire où $\xi = 0$). Comme nous avons pu le voir, même si cette formulation semble moins précise que la seconde, elle donne néanmoins une bonne estimation des performances de l'injecteur dans la plupart des cas. Cependant, la rigueur et la précision imposent d'utiliser la formulation générale et avec ces conditions le nombre d'écoulement FN devient :

$$FN = A * \frac{NA_p^{0.5} d_0^{1.25} D_s^{0.25}}{(D_s - d_p - 2\xi)^{0.5}} \quad (6.4)$$

Suivant cette formulation complète, une nouvelle corrélation est déterminée à partir des résultats expérimentaux. Ainsi, un coefficient $A = 0.361$ est déterminé. Cette nouvelle équation

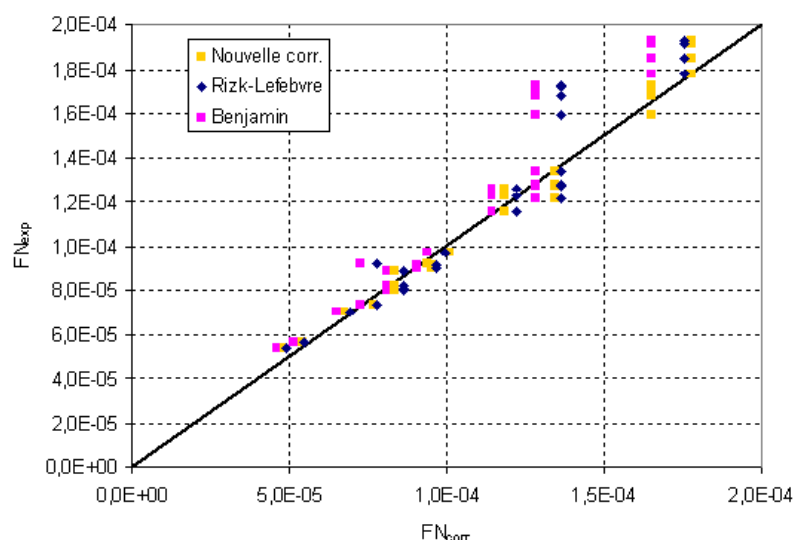


FIG. 6.5 – Corrélations sur le nombre d'écoulement FN confrontées aux données expérimentales

améliore significativement la comparaison corrélation-expérience pour le swirler $n^{\circ}2$ (erreur relative de 3.7%) et fournit toujours des résultats très satisfaisants pour toutes les autres configurations (erreur relative de 5%), comme l'illustre la figure 6.5.

Le circuit primaire intégré à la maquette de l'injecteur complet est caractérisé de la même façon (FN mesuré égal à $4.41 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$) et l'application de cette nouvelle corrélation donne une estimation du FN de cet embout avec une erreur de 1% par rapport à la donnée expérimentale.

6.2.1.4 Validation de la nouvelle corrélation

Nous avons voulu confronter cette nouvelle corrélation aux résultats obtenus pour les circuits primaires d'injecteurs réels d'Hispano Suiza, ces mêmes injecteurs sur lesquels se base la géométrie de la maquette à grande échelle étudiée. Les comparaisons sont réalisées sur deux séries d'injecteurs, respectivement de type "PHT" et "DEM21" et sont illustrées par les diagrammes de la figure 6.6. Les résultats obtenus montrent un très bon accord entre la nouvelle corrélation et les mesures sur injecteurs réels.

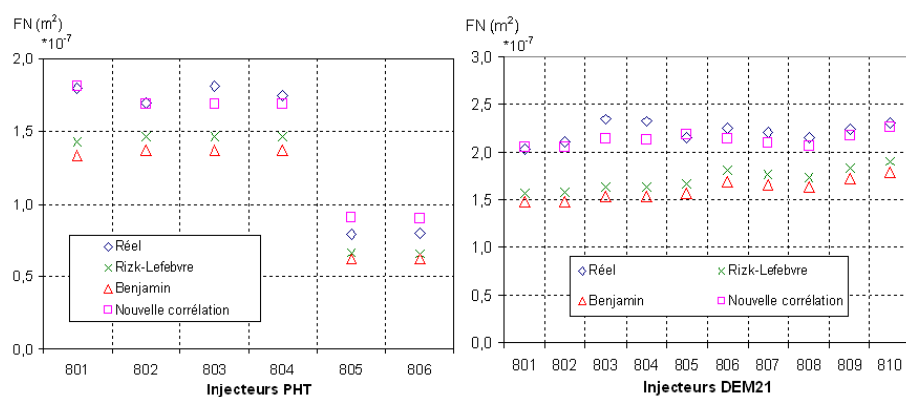


FIG. 6.6 – Comparaison entre les nombres d'écoulement mesurés pour différents injecteurs réels (circuit primaire) et les différentes corrélations existantes. (En abscisse est donné un numéro de série de l'injecteur considéré - Sources Hispano Suiza)

6.2.2 Le coefficient de débit

6.2.2.1 Mesures

Le coefficient de débit C_d est le rapport du débit réel sur le débit théorique au niveau de l'orifice de sortie de l'injecteur. La présence du trou d'air central induit donc des coefficient relativement faibles.

Les coefficients C_d sont directement déduits des mesures débit-pression, suivant la relation $C_d = \frac{FN}{\sqrt{2}A_0}$. Nous obtenons ainsi pour chaque configuration une courbe comparable à celles présentées en figure 6.7. La valeur de ce coefficient de débit oscille entre 0.15 et 0.42 selon les cas. Nous retrouvons des tendances similaires à celles observées pour le nombre d'écoulement FN , avec une variabilité en fonction des dimensions de l'orifice de sortie, de la géométrie du swirler et du nombre K (voir figures 6.7, 6.8 et 6.9). Aucune influence des dimensions de la chambre ou de la longueur de l'orifice n'est détectée.

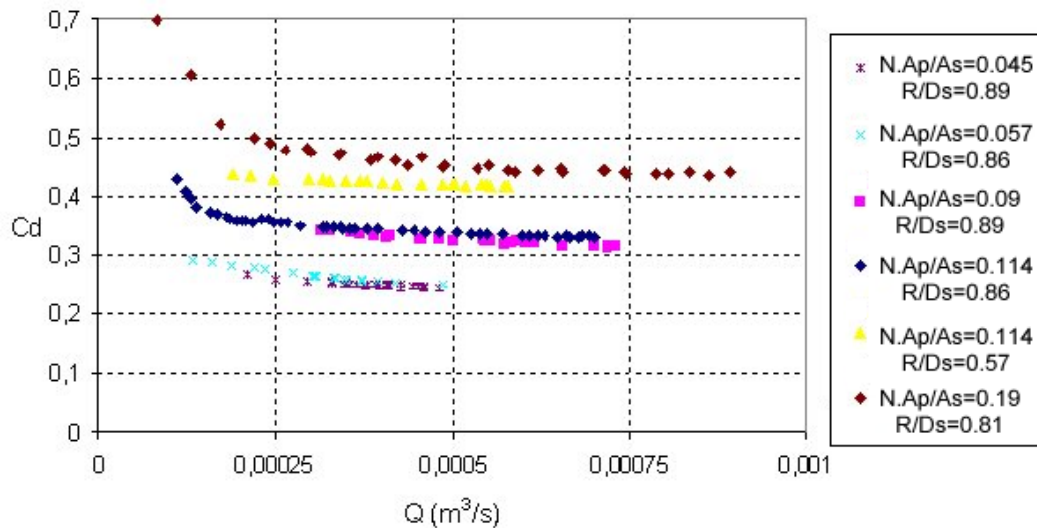


FIG. 6.7 – Coefficient de débit C_d pour différents swirlers - Embout $n^\circ 4$

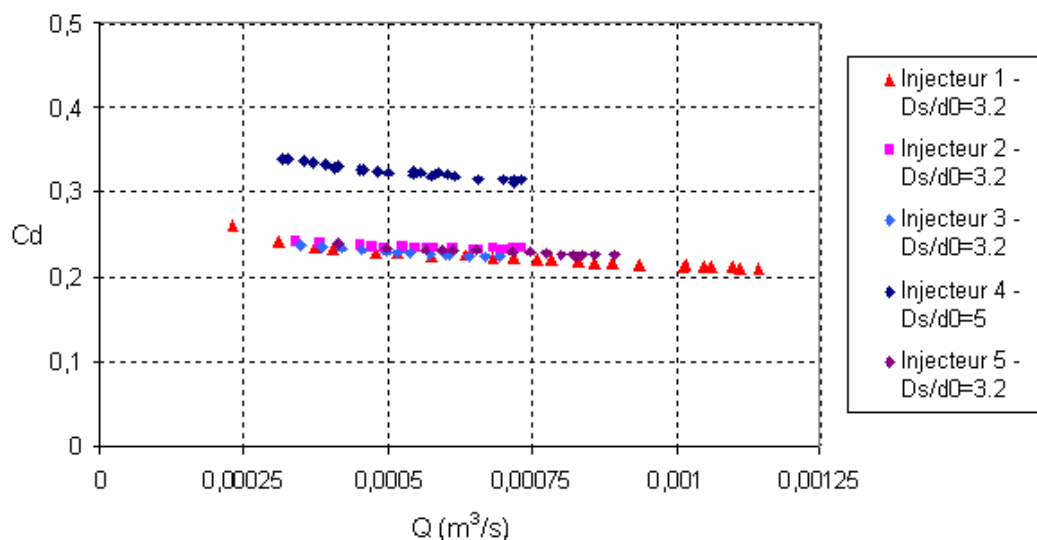


FIG. 6.8 – Coefficient de débit pour différents injecteurs - Swirler $n^\circ 3$

Confrontées aux données expérimentales recueillies, les principales corrélations existant dans la littérature (voir tableau 2.3 en fin de chapitre 2) donnent des résultats assez proches, suivant les formulations, pour toutes les configurations, hormis celles intégrant le swirler $n^{\circ}2$. Au final, seules les équations de Rizk-Lefebvre et de Jones-Benjamin apparaissent comme les plus abouties et les plus performantes. La première est le résultat des nombreuses études tant théoriques qu'expérimentales menées par les auteurs sur le sujet [108, 81], et s'écrit sous la forme $C_d = A \left(\frac{NA_p}{D_s d_0}\right)^{0.5} \left(\frac{D_s}{d_0}\right)^{0.25}$ où A est une constante. L'erreur relative moyenne calculée avec cette équation est proche de 7% (mais elle atteint 18% avec le swirler $n^{\circ}2$). Par comparaison, la corrélation de Doumas et Laster donne une erreur moyenne de 10% et celle de Kato 14%. La seconde formulation, beaucoup plus complexe, est le résultat des travaux de Jones (cités par [81, 16]). Elle prend en compte les effets du nombre de Reynolds et de tous les paramètres géométriques. Elle se veut donc universelle et s'écrit :

$$C_d = A.Re_w^B \cdot \left(\frac{l_0}{d_0}\right)^C \cdot \left(\frac{L_s}{D_s}\right)^D \cdot \left(\frac{NA_p}{D_s d_0}\right)^E \cdot \left(\frac{D_s}{d_0}\right)^F \quad (6.5)$$

où A,B,C,D,E et F sont des constantes.

L'erreur relative moyenne est de l'ordre de 5.6% (19.5% pour les configurations intégrant le $n^{\circ}2$) pour les conditions de Jones et de 10% (28.3% avec le swirler $n^{\circ}2$) pour celles de Benjamin. Notons pour ce dernier cas que les coefficients ont été déterminés à partir de l'étude d'un prototype à grande échelle et qu'un écart important apparaît entre les résultats des deux équipes sur l'importance de l'influence du rapport l_0/d_0 .

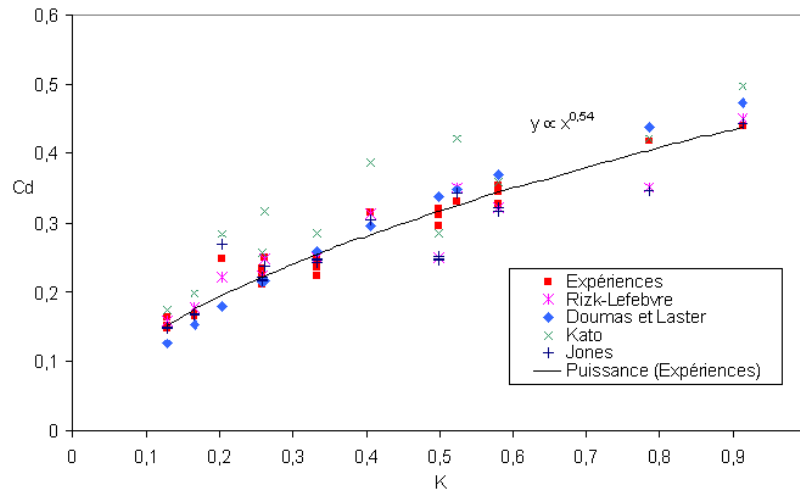


FIG. 6.9 – Coefficient de débit C_d : comparaison entre les données expérimentales et les principales corrélations

Pour Jones et al., cette influence est certes très faible, mais une augmentation de ce rapport conduit à une très légère diminution de C_d . Ce résultat semble valable pour des orifices courts pour lesquels l'important saut de pression en entrée d'orifice favorise l'accélération du liquide, donc l'accroissement du diamètre du trou d'air et par conséquent la diminution du coefficient de débit. Pour Benjamin et al., l'utilisation d'orifices longs ($l_0/d_0 > 1.5$) induit un comportement différent puisque les forces de frottement deviennent prépondérantes et conduisent à un épaissement du film. Ces deux influences contradictoires tendent à prouver que cette corrélation doit être adaptée en fonction des plages de valeur de certains paramètres géométriques adimensionnels¹. Pour le rapport $\frac{L_s}{D_s}$, il est établi que son influence devient

¹Cette remarque justifie à elle seule la grande difficulté qu'il existe pour établir une règle unique valable pour tout type de géométrie.

sensible pour des valeurs supérieures à 1.5 [81]. Les faibles valeurs du coefficient D relevées pour les deux études (qui se limitent à des dimensions de chambre inférieures ou égales à ces seuils [16]) sont cohérentes avec cette remarque.

6.2.2.2 Nouvelles corrélations

Comme dans le cas du nombre d'écoulement FN les corrélations existantes négligent les effets du diamètre de swirl R . La correction directe à prendre en compte est de considérer le nombre K avec sa définition complète. De cette manière la formulation de Lefebvre s'écrit simplement :

$$C_d = A. \left(\frac{NA_p}{Rd_0} \right)^{0.5} \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^{0.25} \quad (6.6)$$

A partir des données expérimentales acquises, le coefficient de la corrélation devient $A = 0.322$. Comme l'illustre la figure 6.10, cette nouvelle équation donne de bons résultats et l'erreur relative moyenne est alors de 4.7%.

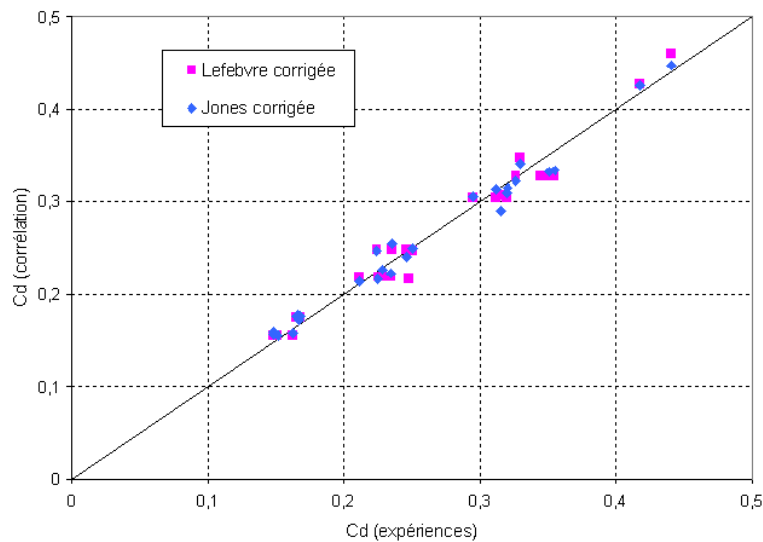


FIG. 6.10 – Corrélations sur le nombre d'écoulement FN confrontées aux données expérimentales

De la même manière, la formulation de Jones peut elle aussi être corrigée comme suit :

$$C_d = A. Re_w^B. \left(\frac{l_0}{d_0} \right)^C. \left(\frac{L_s}{D_s} \right)^D. \left(\frac{NA_p}{Rd_0} \right)^E. \left(\frac{D_s}{d_0} \right)^F \quad (6.7)$$

De l'analyse des données expérimentales, nous déduisons la valeur des coefficients : $A=0.709$, $B=-0.064$, $C=0.023$, $D=0.0518$, $E=0.459$ et $F=0.209$. L'erreur relative est alors de 4.2%.

Les coefficients B et C sont très faibles, ce qui est tout à fait cohérent avec les remarques faites précédemment sur l'influence quasi négligeable des rapports $\frac{l_0}{d_0}$ et $\frac{L_s}{D_s}$ sur la plage de dimensions géométriques considérée.

6.2.2.3 Validation

La validation de cette nouvelle corrélation se base elle aussi sur la comparaison avec les résultats obtenus lors de la caractérisation d'injecteurs réels. Cette comparaison est présentée sur la figure 6.11 et souligne l'amélioration qu'apportent les équations 6.6 et 6.7 (erreurs relatives respectivement de 5.81% et 5.13% pour injecteurs DEM21) par rapport aux autres corrélations (erreurs relatives comprises entre 6.8% et 20%).

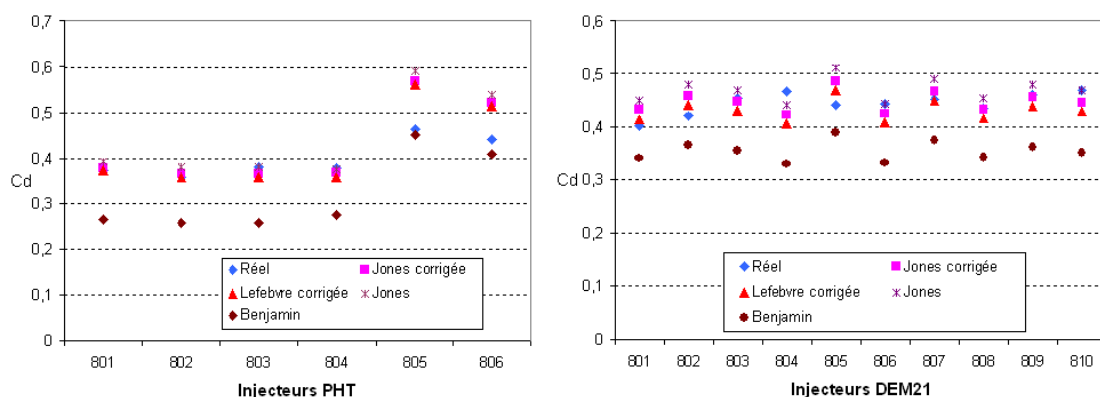


FIG. 6.11 – Comparaison entre les coefficients de débit mesurés pour différents injecteurs réels (circuit primaire) et les différentes corrélations existantes. (En abscisse est donné un numéro de série de l'injecteur considéré - Sources Hispano Suiza)

6.3 L'angle de cône pour le circuit primaire

6.3.1 Les mesures

L'angle d'ouverture du spray est apparu dans la bibliographie comme un élément particulièrement délicat à maîtriser. Il existe beaucoup de corrélations mais il est important de prendre des définitions cohérentes pour la mesure des angles (voir chapitre 1). L'angle de spray considéré ici est l'angle maximal en sortie d'injecteur, c'est-à-dire l'angle défini par les deux tangentes au cône en sortie. Pour mesurer cet angle, nous avons acquis par caméra CCD des images



FIG. 6.12 – Ouverture du cône liquide pour la configuration "Swirler 1-Injecteur 4" en fonction du débit. De gauche à droite, $Q = 2820, 2379, 1895, 1370, 920, 442$ 1/h.

moyennées du spray pour plusieurs débits (comme l'illustre la figure 6.12) avec les différentes configurations à notre disposition. Une analyse réalisée avec le logiciel "Image"² nous permet alors de mesurer directement l'angle recherché (voir figure 6.13). L'erreur sur la mesure de l'angle suivant cette méthode est estimée inférieure à 1° .

La synthèse des mesures effectuées pour chacune des configurations traitées donne un diagramme tel que ceux présentés par la figure 6.14 où l'on observe l'augmentation de l'angle de cône avec celle du débit jusqu'à tendre plus ou moins rapidement vers une valeur asymptote.

6.3.2 Discussion : rôle de la forme finale de l'injecteur sur le contrôle de l'expansion du spray

L'angle de cône fait partie des paramètres d'un injecteur tourbillonnaire difficiles à caractériser. La moindre modification induit d'importants changements sur l'ouverture du spray. Il est bien visible sur les figures 6.14 et 6.15 que chaque partie de la géométrie apporte sa petite influence, mais c'est surtout la géométrie de l'orifice de sortie qui est la source des plus importantes variations.

Prenons l'injecteur n°2 comme injecteur de référence. L'importante différence observée entre l'angle mesuré pour ce cas et celui mesuré dans le cas de l'injecteur n°1 montre clairement

²décrit au chapitre 3

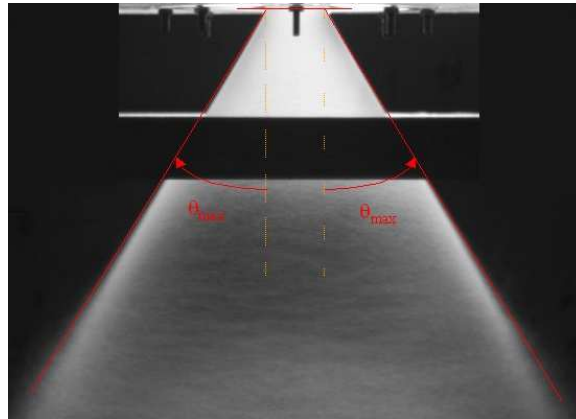


FIG. 6.13 – Mesure de l'angle maximal du cône liquide en sortie d'injecteur par analyse d'images moyennées - Cas Swirler 1 Injecteur 4, $Q = 2000 \text{ l/h}$

l'influence du divergent placé au-delà de l'orifice de sortie³. Mais cette influence a deux origines :

- L'ajout d'une longueur supplémentaire de paroi produit une augmentation des pertes d'énergie de la nappe par frottement affectant l'amplitude de la vitesse tangentielle.
- Le divergent impose une direction d'ouverture donnée à la nappe liquide. Ainsi guidée, l'expansion de la nappe tend beaucoup plus rapidement vers sa valeur maximale.

La comparaison de ces deux premiers cas avec l'expansion de la nappe issue de l'injecteur n°5 conforte cette description. L'angle mesuré dans ce dernier exemple est plus petit que celui mesuré avec un orifice de sortie plus court (injecteur n°1) mais, privé d'un divergent, il converge beaucoup plus lentement vers sa valeur asymptotique. Néanmoins cette étude se limitant à une seule géométrie pour le divergent⁴, aucune donnée ne nous permet de définir l'influence réelle des dimensions du divergent (longueur et ouverture) sur l'expansion de la nappe. Elle devrait donc être étendue à des configurations complémentaires afin de compléter nos premières conclusions.

Le diamètre, tout autant que la longueur de l'orifice de sortie, contribue de façon significative

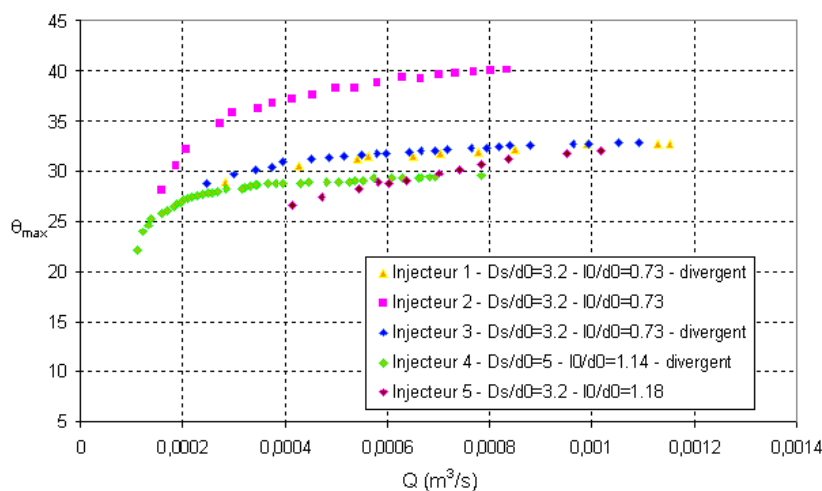


FIG. 6.14 – Angle de cône maximal : influence de la géométrie de l'injecteur - Cas swirler n°1

³L'analyse des données LDA relevées au niveau de la partie cylindrique de l'orifice ne révèlent du reste aucune variation du champ de vitesse entre les deux configurations.

⁴Son angle d'ouverture est fixé à 40°

au développement du spray. La figure 6.14 montre ainsi que l'injecteur n°4 produit le spray le moins ouvert. L'angle de cône théorique est défini par le rapport de la vitesse tangentielle sur la vitesse axiale de la nappe. Ainsi, en imposant le saut de pression qui contribue à l'accélération axiale du film liquide en sortie de convergent, une réduction du diamètre d_0 favorise beaucoup plus le phénomène de pénétration du spray que son expansion.

Une analyse complémentaire des données expérimentales sur l'angle de cône montre que ce dernier ne semble pas affecté de façon significative par une modification du convergent ou de la longueur de la chambre de swirl. Ce résultat rejoint les principales données bibliographiques.

L'influence du swirler est beaucoup plus classique. Elle est directement la conséquence du

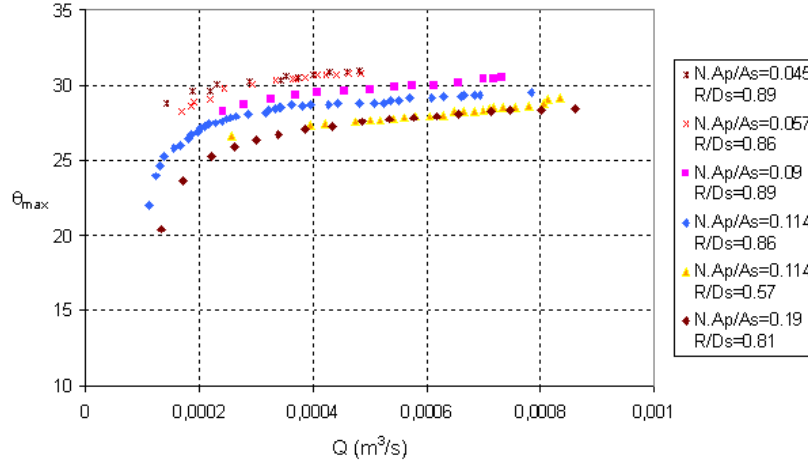


FIG. 6.15 – Angle de cône maximal : influence de la géométrie du swirler - Cas injecteur n°4

champ de vitesse imposé dans la chambre de swirl. L'analyse des données LDA a montré que l'amplitude des vitesses axiales et tangentielles sont imposées par, respectivement, la vitesse axiale de l'écoulement de noyau accélérée dans le convergent puis dans l'orifice et le maximum de vitesse tangentielle dans la chambre de swirl. De ce fait l'angle de cône est directement influencé par la géométrie du swirler. Par conséquent, les variations du diamètre de swirl R sont sensibles au niveau de l'expansion du spray.

6.3.3 Nouvelles corrélations

Nous venons de voir que l'angle de spray est certes dépendant de K , mais il se montre surtout particulièrement sensible aux dimensions de l'orifice de sortie (rapport l_0/d_0) et à la présence ou non d'un divergent pour guider l'expansion de la nappe. Il est alors intéressant de confronter l'ensemble des données recueillies aux différentes corrélations disponibles dans la littérature (voir le tableau 2.4 en fin de chapitre 2). Parmi elles, la formulation donnée par Lefebvre et al. est la plus utilisée. Elle dérive d'un ensemble de données issues de la caractérisation d'un grand nombre d'injecteurs réels [109] et s'écrit :

$$\theta_{max} = A \cdot \left(\frac{N A_p}{D_s d_0} \right)^B \left(\frac{\Delta P_l d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^C \quad (6.8)$$

où A, B et C sont des coefficients.

Par la suite, Benjamin et al. ont repris cette équation et en ont adapté les coefficients afin de valider les données obtenues à partir de prototypes d'injecteurs à grande échelle. Il est à noter que les orifices de sortie de ces injecteurs ont tous été choisis droits [16]. La figure 6.16 est une comparaison entre nos données expérimentales et l'équation 6.8 dans ses deux versions. Si l'équation de Lefebvre et al. donne des résultats très éloignés de nos données pour

toutes les configurations, l'évolution donnée par l'équation de Benjamin et al. est au contraire très proche des données relatives aux configurations utilisant des injecteurs à orifice droit, et ce pour tout swirler. Les comparaisons montrent en particulier un bon accord dans le cas de l'injecteur n°5, excepté pour le cas du swirler n°2 présenté ici. Par contre elles donnent de moins bons résultats pour toutes les autres configurations (intégrant un divergent de 40° d'ouverture placé en sortie d'injecteur).

L'efficacité de la corrélation de Benjamin sur la configuration particulière de l'injecteur n°5 ($l_0/d_0 = 1.18$ - Pas de divergent) est justifiée par le fait que les auteurs ont établi cette équation pour des embouts à orifices droits sur une plage du rapport l_0/d_0 compris entre 1.4 et 2.3 [16]. Néanmoins cette équation ne prend absolument pas en compte les effets de la longueur de l'orifice.

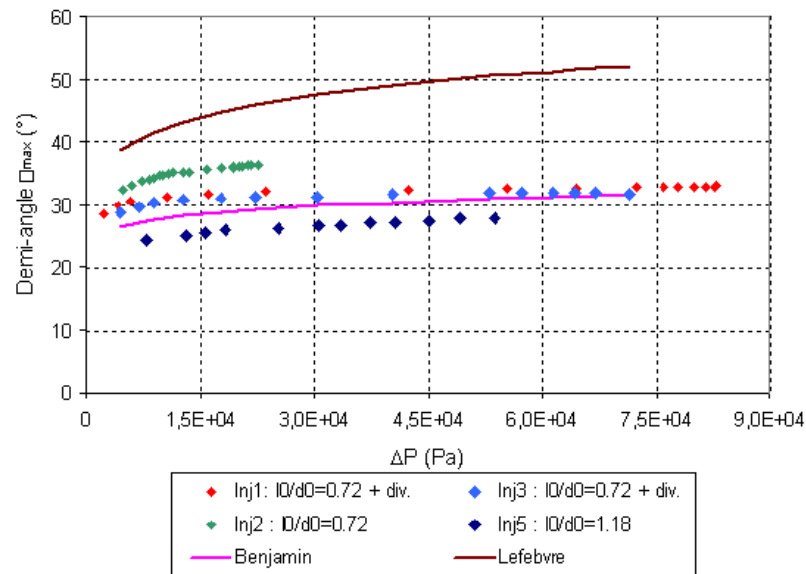


FIG. 6.16 – Angle de cône maximal : comparaison expérience - corrélations - Cas swirler n°2

A partir des données acquises, la définition de corrélations applicables nous impose de prendre en compte séparément les cas sans et avec divergent.

- Pour le premier cas, nous corrigeons l'équation 6.8 afin d'intégrer les effets du diamètre de swirl et du rapport l_0/d_0 . Pour ce faire nous étendons les conclusions établies par Lefebvre et al. sur l'influence de la longueur de l'orifice de sortie sur l'angle efficace θ_{eff} à l'angle maximal. Il est en effet établi que θ_{eff} est proportionnel à $(l_0/d_0)^a$ (a est une constante⁵) [23]. La nouvelle équation peut alors s'écrire :

$$\theta_{max} = A. \left(\frac{NA_p}{Rd_0} \right)^B \left(\frac{\Delta P_1 d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^C \left(\frac{l_0}{d_0} \right)^D \quad (6.9)$$

où A, B, C et D sont des coefficients.

De l'analyse des données expérimentales, nous déduisons la valeur des coefficients : A=10.157, B=-0.289, C=0.0353 et D=-0.574. L'erreur relative est alors de 4.5%.

La valeur du coefficient D est beaucoup plus importante que les estimations données par Lefebvre et al. [23]. Afin d'enlever toute ambiguïté, des études complémentaires sont néces-

⁵Pour un liquide de viscosité proche de celle de l'eau, les auteurs donnent $a = -0.20$.

saires afin d'établir l'importance de l'influence des dimensions de l'orifice de sortie sur une plage étendue de valeurs pour le rapport l_0/d_0 .

- Pour le cas avec divergent, nous établissons une corrélation sur la base de l'équation 6.8 que nous corrigeons afin d'intégrer l'influence du diamètre de swirl. Elle s'écrit donc :

$$\theta_{max} = A \cdot \left(\frac{N A_p}{R d_0} \right)^B \left(\frac{\Delta P_l d_0^2 \rho_l}{\mu^2} \right)^C \quad (6.10)$$

où A, B et C sont des coefficients.

Cette corrélation est valable pour un divergent d'angle d'ouverture 40° et un orifice de dimensions données. Les valeurs des coefficients déduites sont : $A=11.21$, $B=-0.070$ et $C=0.040$. L'erreur relative est alors de 2.6%. Cette corrélation doit être étendue à des géométries d'orifices de sortie supplémentaires.

6.3.4 Application

Les injecteurs avec divergent ont une géométrie similaire à la géométrie des injecteurs réels de référence. Nous avons donc établi une comparaison entre les données expérimentales et les angles d'expansion mesurés pour des injecteurs Hispano Suiza. La figure 6.17 montre sur quelques cas le bon accord qui existe entre corrélation et configurations réelles.

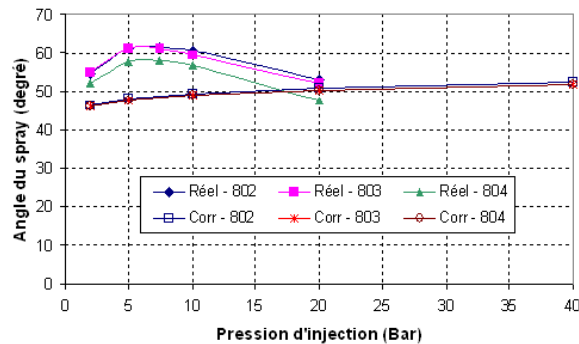


FIG. 6.17 – Comparaison entre les corrélations du nombre d'écoulement C_d et les données pour des injecteurs réels Hispano Suiza - Cas injecteurs PHT (Injecteur repéré par un numéro de série - Sources Hispano Suiza)

6.4 L'épaisseur de nappe en sortie d'injecteur primaire

6.4.1 Des mesures difficiles

L'étude bibliographique montre clairement que les auteurs s'accordent sur le fait que la connaissance de l'épaisseur t de la nappe liquide en sortie de l'orifice de sortie est une donnée particulièrement importante pour estimer par la suite la taille des gouttes produites lors de la pulvérisation. Cependant le caractère instationnaire de l'interface décrit au chapitre précédent nous oblige à considérer une valeur moyenne de cette épaisseur.

La méthode appliquée pour l'estimation de cette épaisseur t est une méthode optique basée sur l'analyse d'images moyennées de l'écoulement et du trou d'air au niveau de l'orifice de sortie. Elle nous a déjà permis d'estimer les épaisseurs de l'écoulement liquide dans la partie terminale de l'injecteur en vue d'une comparaison avec les simulations numériques.

Les images sont acquises au moyen d'une caméra CCD dont les caractéristiques sont décrites au chapitre 3. L'obtention d'images de qualité, contrastées et exploitables, est un élément difficile du problème. Le choix de l'éclairage est important (méthode LIF ou imagerie en fond

clair). Une étude des distorsions engendrées par les formes cylindriques de la maquette doit précéder chaque acquisition. Elle est réalisée au moyen de mires immergées directement dans la maquette. Par la suite, ces images sont traitées, corrigées puis analysées à l'aide du logiciel Image. Cependant, en raison du caractère fortement fluctuant du trou d'air, l'interface apparaît très diffuse sur des images moyennées. Ces dernières doivent être seuillées pour être exploitées. Dans ces conditions, une estimation précise de l'épaisseur du film liquide au niveau du plan de sortie de l'orifice de l'injecteur s'est vite avérée difficile. La précision des mesures varie beaucoup avec les configurations géométriques étudiées. Au final, l'étude paramétrique complète envisagée initialement s'est malheureusement limitée à quelques cas pour lesquels l'erreur de mesure est de l'ordre de $150\ \mu\text{m}$ pour des épaisseurs de l'ordre de 2mm . La figure 6.18 est une illustration des images du film liquide acquises sur lesquelles se basent les mesures d'épaisseur.

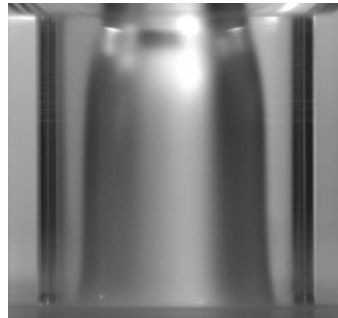


FIG. 6.18 – Le film liquide en sortie d'orifice - Cas : swirler n°5 - injecteur n°4

6.4.2 Discussion sur les quelques résultats obtenus

Les figures 6.19 et 6.20 donnent l'évolution de l'épaisseur de la nappe t en sortie d'orifice en fonction de la pression d'injection pour différentes configurations. Les résultats obtenus sont tout à fait cohérents. Ainsi, la diminution de l'aire totale d'entrée du fluide NA_p au niveau

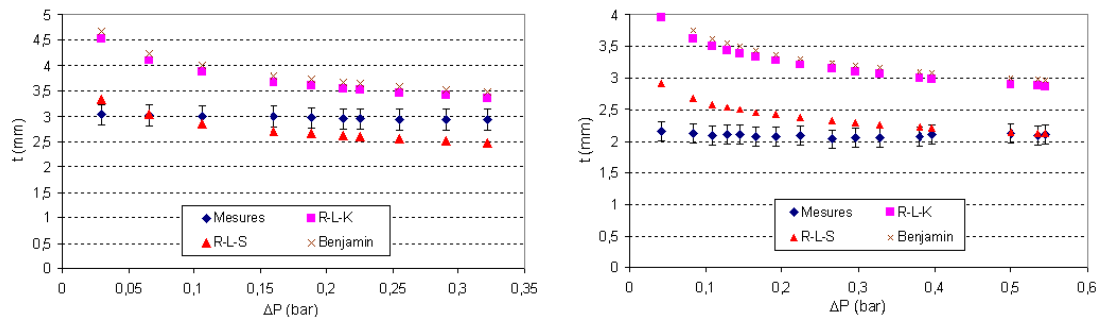


FIG. 6.19 – Epaisseur t : comparaison expérience - corrélations - A gauche : cas swirler n°4 - injecteur n°3 ; A droite : cas swirler n°1 - injecteur n°1 - (RLK pour Rizk-Lefebvre-Kutty et RLS pour Rizk-Lefebvre-Suyari)

du swirler induit une augmentation de l'intensité de swirl. L'augmentation de la vitesse de rotation du liquide provoque l'élargissement du diamètre du trou d'air dans la chambre de swirl, ce qui se traduit au niveau de l'orifice par un amincissement du film. Du reste ces résultats semblent s'accorder aussi sur l'influence importante du diamètre de l'orifice. Néanmoins, le manque de données expérimentales nous empêche d'affiner cette étude paramétrique.

Ces données sont confrontées aux différentes corrélations existant dans la littérature. Nous

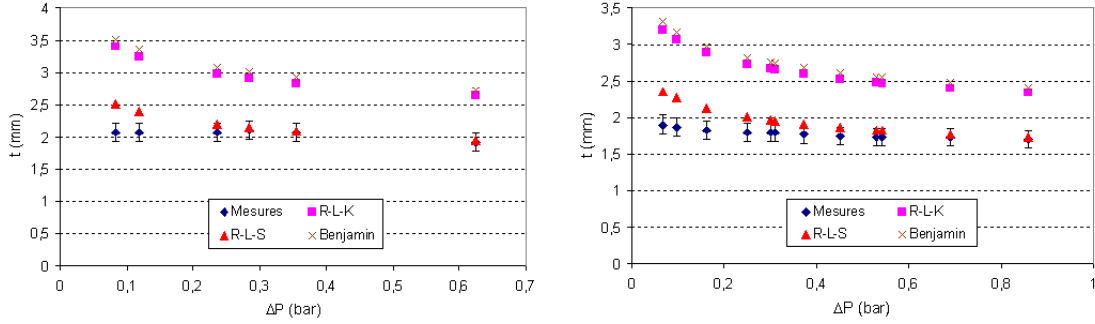


FIG. 6.20 – Épaisseur t : comparaison expérience - corrélations - A gauche : cas swirler n°4 - injecteur n°4 ; A droite : cas swirler n°3 - injecteur n°4 - (RLK pour Rizk-Lefebvre-Kutty et RLS pour Rizk-Lefebvre-Suyari)

avons en particulier utilisé la corrélation de Rizk-Lefebvre :

$$t = A \left(\frac{d_0 F N \mu}{(\Delta P \rho_l)^{0.5}} \right)^{0.25} \quad (6.11)$$

où A est une constante.

Selon les auteurs la valeur de A diffère. Lefebvre en donne deux valeurs selon que A soit purement le résultat de l'expérience ou bien découle d'une approche semi-empirique. Pour Benjamin, A est donnée par l'exploitation de mesures réalisées sur un injecteur prototype à grande échelle.

Dans notre cas, les résultats expérimentaux s'accordent bien avec la corrélation dite de Rizk-Lefebvre-Suyari pour laquelle A est pris égale à 2.7.

Cependant, nous n'avons pas suffisamment de données pour conclure sur les performances réelles de cette corrélation.

6.4.3 Perspectives

Les difficultés d'application d'une méthode optique précise pour des mesures d'épaisseurs de quelques millimètres dans des systèmes géométriques complexes imposent de choisir une méthode non-intrusive plus performante. Des techniques basées sur les ultrasons ou sur les propriétés conductrices de l'eau sont envisageables. Pour la première, la mesure d'une épaisseur liquide est basée sur l'écart de temps séparant la réflexion du signal ultrasonique sur l'interface Plexiglas/liquide de la réflexion sur l'interface liquide/air. Cette différence donne directement le temps de transmission du signal dans le liquide. La précision de la mesure dépend alors de la connaissance des caractéristiques physiques de chaque milieu traversé. La seconde méthode consiste à mesurer la conductivité électrique du liquide circulant entre deux électrodes placées dans l'orifice de sortie. L'épaisseur est alors directement reliée à cette mesure. Cependant, la précision de cette technique nécessite de connaître parfaitement la conductivité du liquide, celle-ci dépendant fortement de sa composition ionique et de la température. Une calibration du système doit être réalisée avant toute mesure. L'application de cette dernière méthode à la maquette du circuit primaire est actuellement envisagée dans le cadre d'une suite de ce travail. Une configuration d'injecteur doit être équipée d'électrodes et une campagne de mesure permettra une étude paramétrique précise de l'épaisseur du film et de ces instabilités.

6.5 Le coefficient de vitesse pour le circuit primaire

Le coefficient de vitesse est défini par le rapport $K_v = \frac{\bar{U}}{\sqrt{2\Delta P/\rho_l}}$. La détermination de ce coefficient passe donc par la mesure de la vitesse moyenne du film liquide en sortie d'orifice \bar{U} . Cette dernière se calcule à partir de la connaissance des composantes axiale et tangentielle de la vitesse dans le plan de sortie. La vitesse axiale \bar{u}_0 dépend du débit volumique Q et de l'épaisseur du film t ($\bar{u}_0 = \frac{Q}{\pi t(d_0-t)}$). Son évaluation nécessite une bonne estimation de t . La vitesse tangentielle w_0 est quant à elle déterminée à partir de l'angle maximal d'ouverture du cône liquide suivant la relation théorique $\bar{w}_0 = \bar{u}_0 \cdot \tan(\theta_{max})$. Dans le cas d'un injecteur équipé d'un divergent, c'est l'angle d'ouverture de celui-ci qu'il faut prendre en compte ($\bar{w}_0 = \bar{u}_0 \cdot \tan(\beta)$).

Etant lié directement aux mesures d'épaisseurs de film, nous avons les mêmes difficultés pour calculer précisément ce coefficient.

6.6 Pertes de charge de l'écoulement pour le circuit secondaire

Notre étude sur le dimensionnement du circuit secondaire se base à la fois sur l'analyse de l'écoulement interne à partir de la maquette à grande échelle mais aussi à partir d'une importante base de données établie par Hispano Suiza pour des injecteurs réels.

Le comportement des deux circuits est très proche et les influences de la géométrie sur les caractéristiques de l'injecteur sont comparables. Ainsi, malgré la présence d'un bloc central solide dans l'embout secondaire, l'analyse de la structure de l'écoulement interne réalisée dans chaque cas et décrite au chapitre précédent montre clairement beaucoup de similitudes. Malgré tout, les différences géométriques (chambre de swirl inexistante pour le circuit secondaire, plage de valeurs des rapports de dimensions différentes) entre les deux circuits contribuent à rendre moins performantes les corrélations établies pour le circuit primaire lorsqu'elles sont appliquées au circuit secondaire, comme le suggère la figure 6.21. Tout en conservant leur formulation, elles doivent être réadaptées selon le système étudié.

En se basant sur les données Hispano Suiza, nous avons donc déterminé de nouvelles corrélations applicables au dimensionnement des circuits secondaires.

- *Pour le nombre d'écoulement FN* : à partir de l'équation 6.4, un nouveau coefficient A est déterminé sur la base de 30 configurations différentes et est égal à 0.222. L'erreur relative moyenne est estimée à 7.4%.
- *Pour le coefficient de débit C_d* : à partir de l'équation 6.6, un nouveau coefficient A est déterminé et est égal à 0.193. L'erreur relative moyenne est estimée à 7.4%.

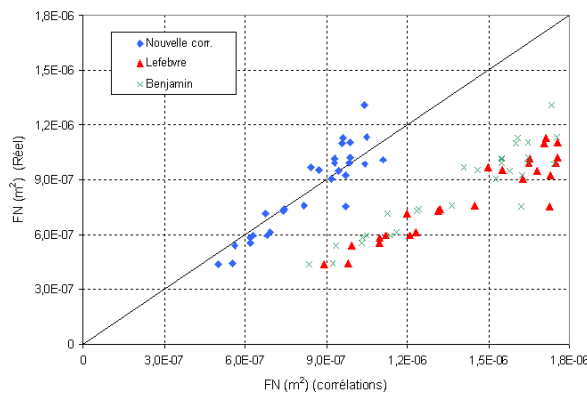


FIG. 6.21 – Circuit secondaire : corrélations sur le nombre d'écoulement FN

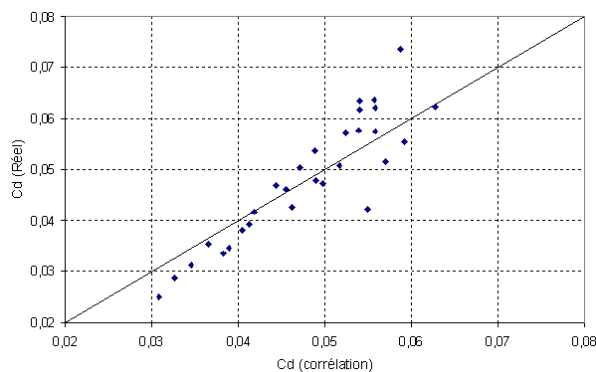


FIG. 6.22 – Circuit secondaire : corrélation sur le coefficient de débit

L'exploitation de la maquette du circuit secondaire se base comme pour le circuit primaire, sur la mesure du couple de données "débit - pression" qui nous permet d'évaluer le coefficient de débit et le nombre d'écoulement. Le tableau 6.1 donne les données expérimentales révélées pour certaines configurations testées. La comparaison entre ces valeurs et les corrélations de la

	Inj. n°1	Inj. n°1
$FN (m^2)$	$2,678 \cdot 10^{-4}$	$2,076 \cdot 10^{-4}$
C_d	0,047	0,077

TAB. 6.1 – Circuit secondaire : données expérimentales pour FN et C_d

littérature est inévitablement mauvaise. Par contre les nouvelles corrélations établies à partir des données sur les injecteurs réels donnent de bons résultats.

6.7 Conclusion

Une étude paramétrique détaillée a été menée sur la maquette du circuit primaire. Différentes mesures des paramètres caractérisant un injecteur tourbillonnaire ont ainsi été réalisées. En s'appuyant sur les principales conclusions établies au chapitre précédent, leur analyse confirme l'influence prépondérante de certains éléments géométriques clés sur les performances de l'injecteur, tels que le paramètre géométrique K (définissant l'intensité de swirl imposé au fluide) ou les dimensions de l'orifice de sortie (l_0 et d_0). D'autre part, il est apparu que certains éléments parfois négligés (tel que le diamètre de swirl $R = D_s - d_p - 2\xi$ par exemple) ont une réelle influence. Plusieurs corrélations ont alors été produites pour le nombre d'écoulement et pour le coefficient de débit. Leur application à des cas réels donne de bons résultats.

Une attention particulière a été portée à l'étude de la variabilité de l'angle maximal de cône. Notre étude a montré que l'ajout d'un divergent en sortie d'injecteur est un moyen efficace pour guider et maîtriser l'expansion du spray. Les corrélations existantes ont été adaptées à ces nouvelles géométries et confrontées aux données réelles obtenues pour des configurations Hispano Suiza.

Les travaux réalisés sur l'estimation de l'épaisseur de la nappe t doivent être poursuivis en adoptant une méthode de mesure plus adaptée et plus précise.

Un travail similaire quoique plus réduit⁶ a été mené pour le circuit secondaire pour lequel les corrélations existantes sur le nombre d'écoulement et le coefficient de débit ont été réadaptées à partir de données acquises pour des injecteurs réels.

⁶Le très faible nombre de configurations exploitées ne nous a malheureusement pas permis de mener une étude paramétrique sur l'angle d'expansion et sur les épaisseurs de nappe.

Quatrième partie

Conclusion

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Cette étude s'inscrit dans le cadre d'un programme mené par Hispano Suiza - Centre de Réau, en collaboration avec l'ONERA - Centre de Toulouse, qui vise à optimiser le développement des systèmes d'injection de carburant de type tourbillonnaire double-débit à pression pour les moteurs aéronautiques.

Etant bien établi que les caractéristiques du spray produit par ce type d'injecteur sont directement liées à l'influence importante de la géométrie interne sur la structure de l'écoulement liquide, l'objectif de ce travail résidait d'une part dans une analyse détaillée de cet écoulement et d'autre part dans une étude paramétrique sur l'influence de la géométrie.

Pour ce faire deux approches ont été retenues :

★ Nous avons mis en place une série d'expériences basées sur l'exploitation de différentes maquettes modulaires à grande échelle simulant d'une part le circuit primaire seul, et d'autre part l'injecteur double-débit complet. Ces maquettes ont été définies à partir d'une géométrie imposée par Hispano Suiza et des éléments de synthèse d'une étude bibliographique. Fabriquées en matière transparente, elles sont constituées d'éléments interchangeables permettant une rapide modification de certains éléments géométriques fondamentaux.

Différentes techniques de visualisation et de mesure ont été utilisées afin d'établir une analyse de la structure de l'écoulement interne et cela pour différentes géométries et pour une gamme de nombre de Reynolds Re_w comprise entre 20000 et 200000. L'aspect instationnaire de cet écoulement a fait l'objet d'une attention particulière. Ainsi, cette étude a montré que :

→ L'écoulement swirlé étudié est assimilable à un vortex de type Rankine associé avec un mouvement axial particulier. La structure de l'écoulement interne est dictée directement par les jets liquides turbulents issus des fentes d'alimentation. Leur interaction avec l'écoulement tournant moyen se caractérise par une production de larges structures tourbillonnaires. Cependant, l'intensité de l'écoulement tournant favorise une transition entre la zone d'entrée turbulente et l'écoulement central laminaire.

D'autre part, une grande partie du liquide entrant alimente un écoulement rapide circulant aux abords du trou d'air, par l'intermédiaire de la couche limite qui se développe sur la paroi de fond. Cet écoulement appelé "écoulement de noyau" est une caractéristique fondamentale dans l'organisation d'un écoulement swirlé confiné. C'est lui qui va imposer la vitesse de la nappe liquide au niveau de l'orifice de sortie.

→ L'analyse fréquentielle des oscillations qui animent le trou d'air a révélé l'existence de deux types de mouvements périodiques. Ces derniers sont la conséquence directe de phénomènes instationnaires hydrodynamiques générés au niveau du swirler. Caractérisées par un nombre de Strouhal, ces oscillations semblent uniquement influencées par la géométrie interne.

→ L'ensemble des données acquises nous a permis de dresser une description précise de

l'influence de la géométrie sur le film liquide en sortie. Les différents paramètres quantifiant les performances de l'injecteur ont été calculés pour chaque configuration testée. Plusieurs corrélations ont alors été établies pour le coefficient de débit, le nombre d'écoulement et l'angle de cône. Elles se montrent parfaitement adaptées pour la conception d'injecteurs réels suivant les spécificités imposées par Hispano Suiza.

- ★ En parallèle, une étude numérique des circuits primaires et secondaires a été menée avec l'aide du logiciel Fluent (dans ces versions 5.7 et 6.0), l'objectif étant d'évaluer les capacités d'un logiciel industriel pour simuler correctement ce type d'écoulements. Plusieurs tests bidimensionnels et tridimensionnels ont été réalisés. Les résultats sont particulièrement influencés par la qualité et la finesse du maillage utilisé. En contre partie les temps de calcul peuvent devenir prohibitifs.

Perspectives

D'un point de vue expérimental, il est important d'enrichir la base de données sur les influences de la géométrie en testant des configurations complémentaires. Certains points particuliers doivent faire l'objet d'un approfondissement tels que l'angle du divergent en sortie d'injecteur ou la longueur de l'orifice de sortie. D'autre part, les mesures de l'épaisseur de nappe doivent être reprises en utilisant une technique beaucoup plus efficace. A l'heure actuelle, la poursuite des mesures de l'épaisseur est en discussion. La technique envisagée est basée sur la mesure de la conductivité électrique du liquide au niveau du plan de sortie de l'injecteur.

D'autre part, la question du caractère instationnaire de l'écoulement et de ses conséquences sur la stabilité de la nappe liquide pourrait être approfondie. Cela passerait par une caractérisation beaucoup plus poussées des processus instationnaires générés dans l'écoulement (interaction entre les jets, instabilités des écoulements tournants et de la couche limite d'Eckman, effets de la viscosité...).

Une suite doit aussi être donnée à l'étude du rôle réellement joué par les fluctuations du trou d'air sur le processus d'atomisation ou sur la distribution des tailles de gouttes.

Pour le circuit secondaire, un certain nombre de spécificités de la maquette n'ont pas été utilisées. La caractérisation de l'influence de la géométrie du circuit secondaire et l'étude de l'interaction des deux nappes liquides demanderaient plus de temps pour être poursuivies.

Sur le plan numérique, les tests tant en 2D qu'en 3D devraient être poursuivis. L'approche 3D est en particulier très prometteuse dans l'optique d'une étude et d'une caractérisation des phénomènes instationnaires générés dans l'écoulement interne.

Annexes

Annexe A

Plans complémentaires pour les différentes maquettes

A.1 Circuit primaire

Plans des injecteurs

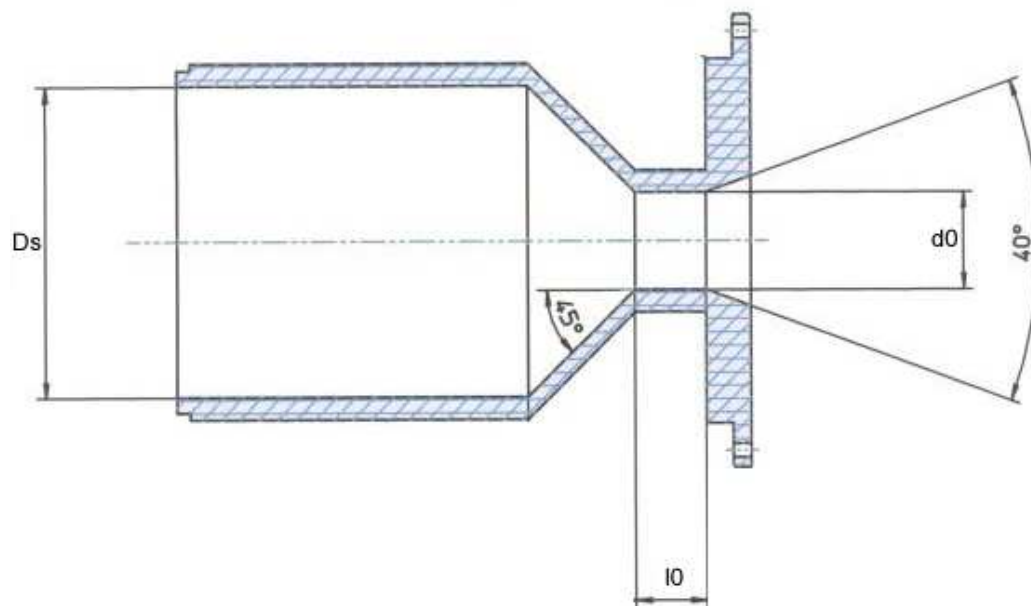


FIG. A.1 – Plan de l'embout n°1

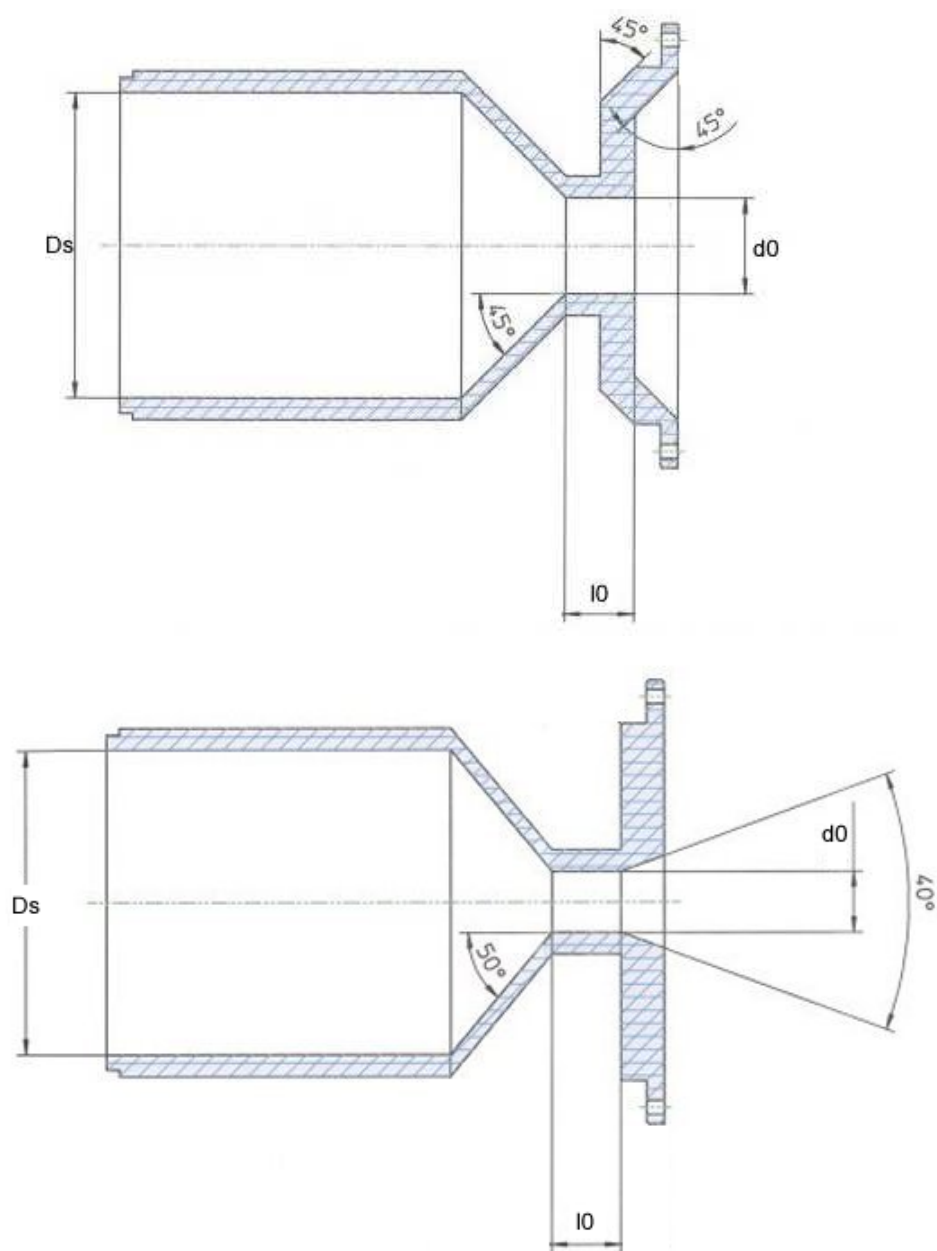


FIG. A.2 – Plans des embouts n°2 (en haut) et n°4 (en bas)

Plans des swirlers

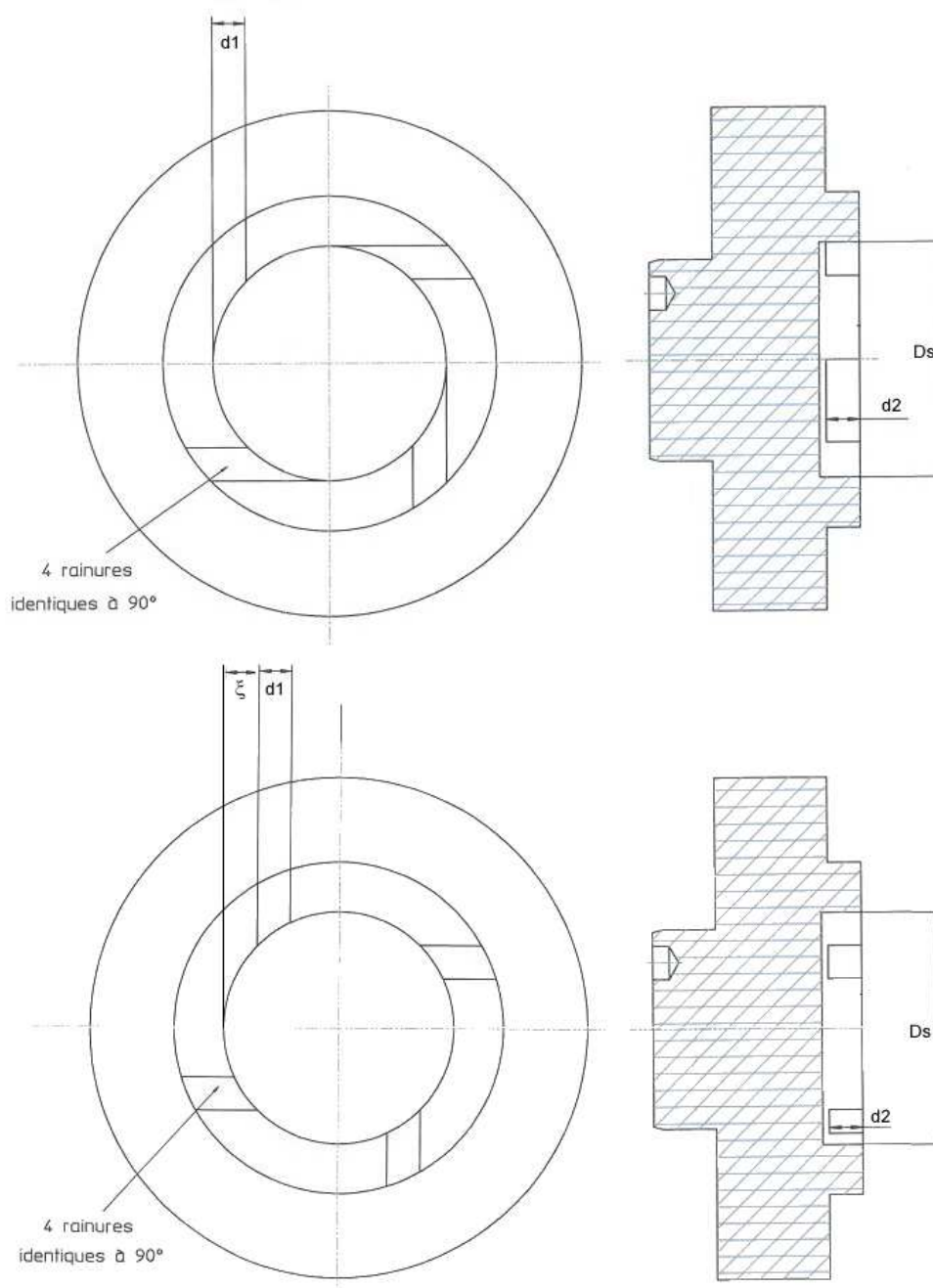


FIG. A.3 – Plans des swirler n°1 (en haut) et n°2 (en bas)

A.2 Circuit complet

A.2.1 Circuit primaire

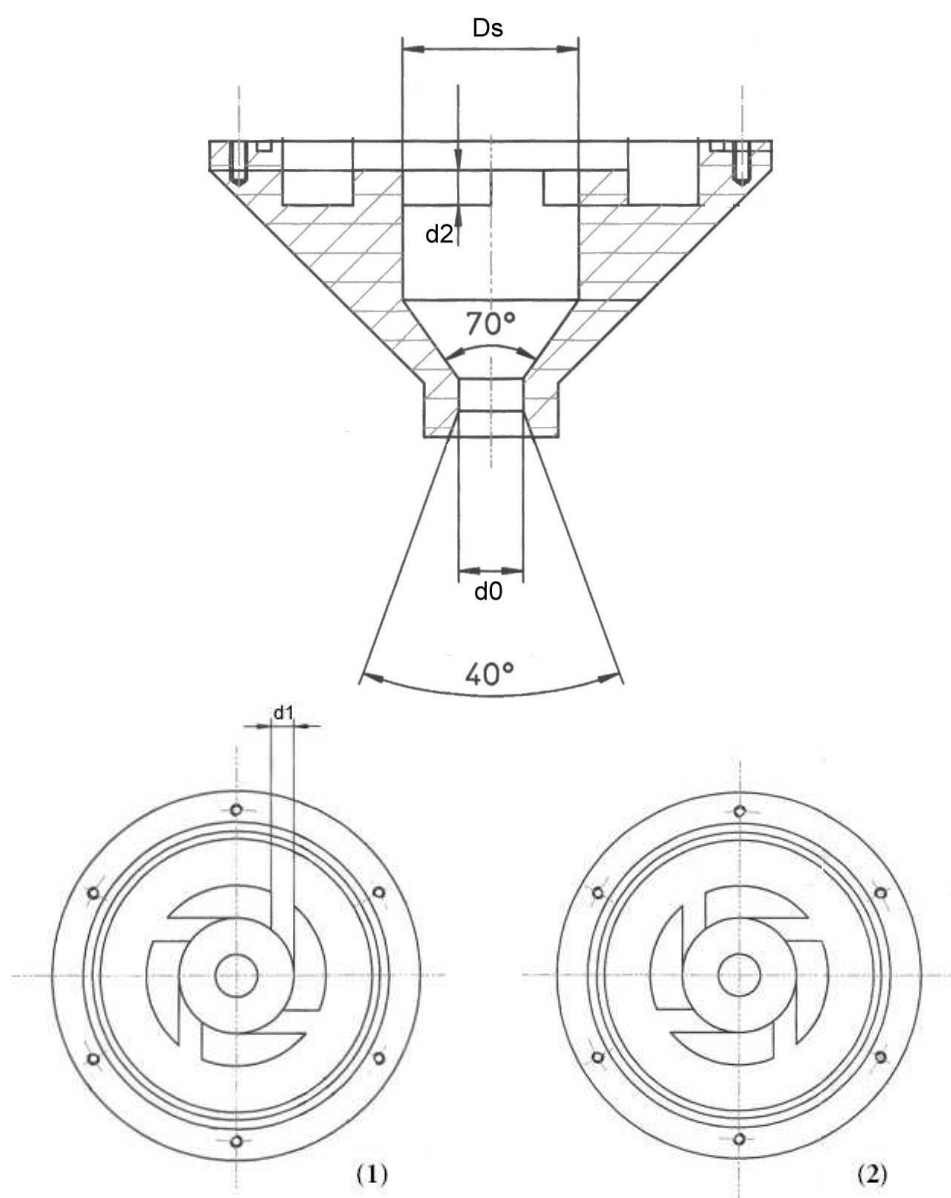


FIG. A.4 – Plans de l'injecteur primaire (en haut) et vues rapprochées sur les deux swirlers disponibles (en bas : 1) swirler co-rotatif 2) swirler contra-rotatif)

A.2.2 Circuit secondaire - Le swirler

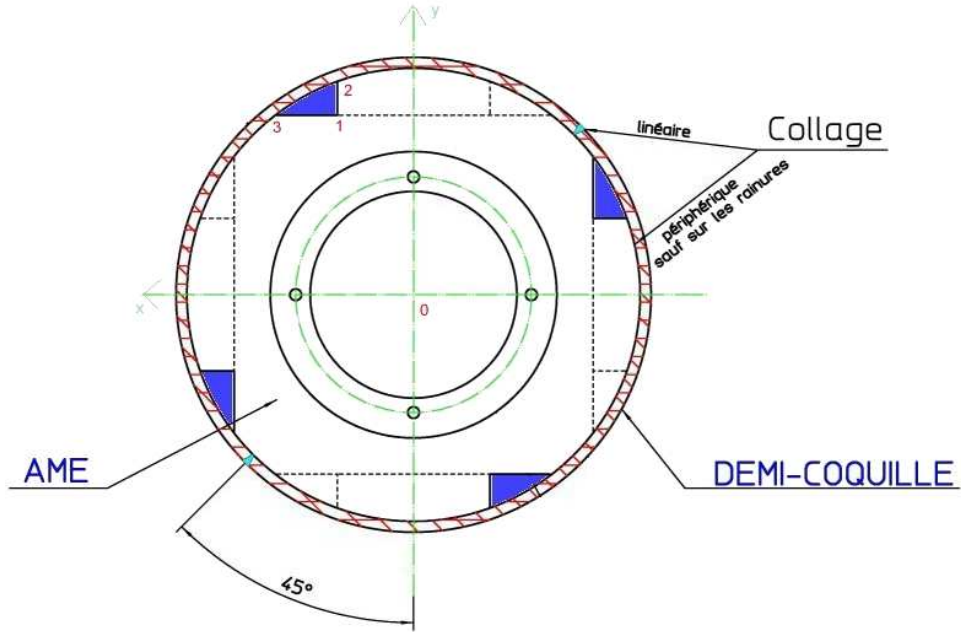


FIG. A.5 – Vue détaillée du swirler secondaire. L'aire d'entrée des quatre fentes est colorée en bleu

Calcul de l'aire de sortie d'une fente pour le swirler secondaire :

La longueur et le diamètre de l'âme sont respectivement L_s et D_s . La largeur d'une fente est l et sa hauteur maximale est A . L'angle que fait cette fente avec l'axe du swirler est χ (voir figure A.6). Les trois points 1, 2 et 3 spécifiés sur la figure A.5 sont alors définis dans le repère $0, \vec{x}, \vec{y}$:

$$\begin{cases} x_1 = \frac{L_s \sin \chi - l}{2 \cos \chi} \\ y_1 = \frac{D_s}{2} - A \\ x_2 = \frac{L_s \sin \chi - l}{2 \cos \chi} \\ y_2 = \frac{1}{2 \cos \chi} \left(D_s^2 \cos^2 \chi - (L_s \sin \chi - l)^2 \right)^{0.5} \\ x_3 = (A (D_s - A))^{0.5} \\ y_3 = \frac{D_s}{2} - A \end{cases}$$

L'aire de sortie d'une fente est alors égale à :

$$A_p = x_1 y_1 + \frac{\pi D_s^2}{1440} \left(\arccos \frac{2y_3}{D_s} + \arccos \frac{2x_2}{D_s} \right) - \frac{1}{2} (x_3 y_3 + x_2 y_2) - \frac{\pi D_s^2}{16} \quad (\text{A.1})$$

et la distance entre les points 0 et 1 est :

$$R_1 = \left[\left(\frac{L_s \sin \chi - l}{2 \cos \chi} \right)^2 + \left(\frac{D_s}{2} - A \right)^2 \right]^{0.5} \quad (\text{A.2})$$

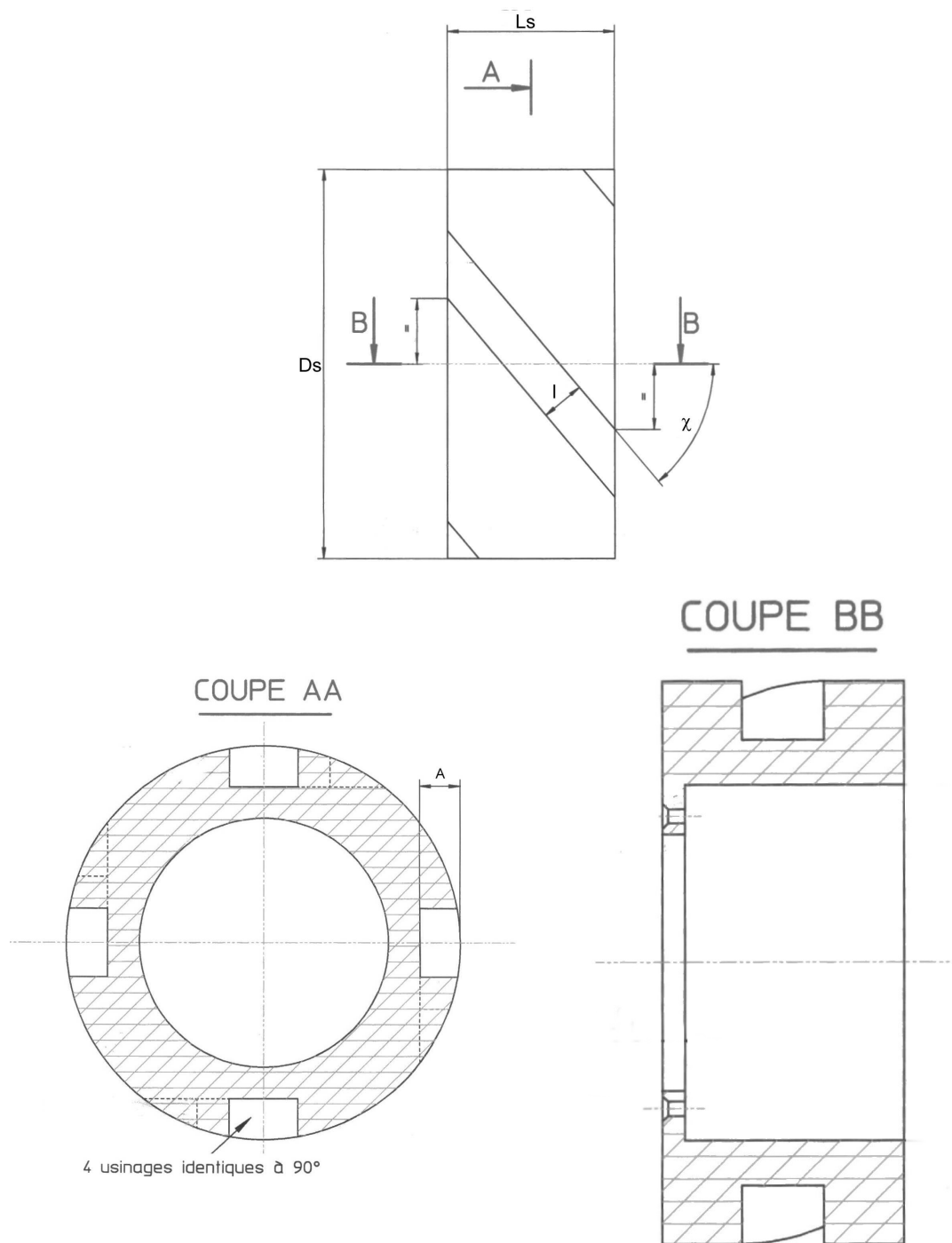


FIG. A.6 – Plan et coupes de l'âme du swirler secondaire avec la localisation des quatre fentes

A.2.3 Circuit secondaire - Les embouts

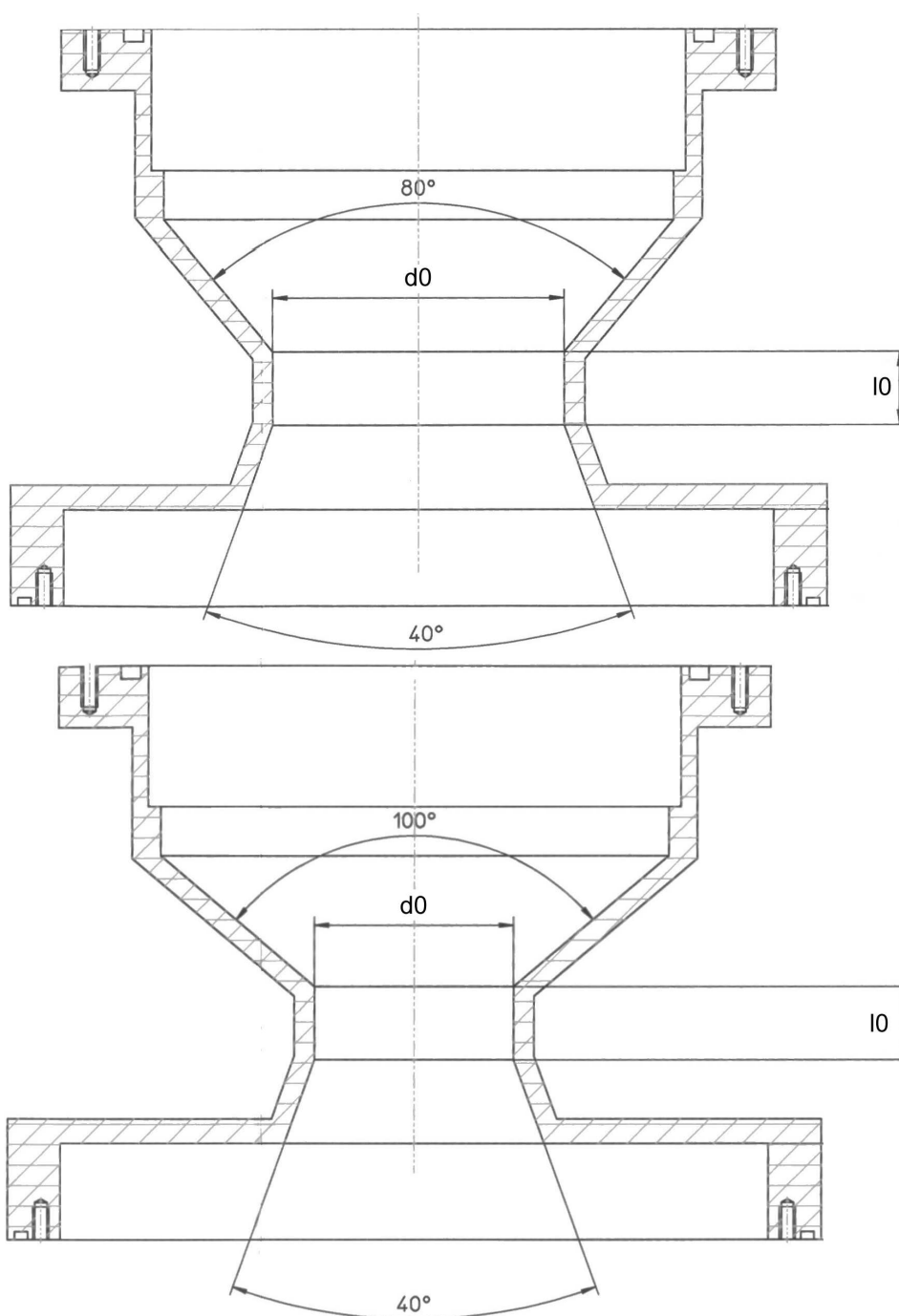


FIG. A.7 – Plans des embouts secondaires (en haut : embout n°1 - en bas : embout n°2)

Annexe B

Mise en place des mesures LDA

B.1 Outils numériques nécessaires au post-traitement des données LDA

Dans cette annexe, le calcul du trajet des faisceaux laser au travers des différentes maquettes est décrit. Il est en effet important de corriger les erreurs de mesures liées aux déviations subies par les faisceaux laser lors de la traversée d'interfaces courbes et/ou inclinées. Ces modifications de trajectoire conduisent à une erreur de position du volume de mesure, entraînant :

- une erreur sur la localisation précise du point de mesure
- une impossibilité à réaliser des mesures en coïncidence parce que l'intersection des deux volumes de mesure est nulle.

Elles entraînent aussi une modification de l'angle d'incidence se traduisant par une modification de l'interfrange au niveau du volume de mesure.

C'est au niveau de la partie convergente de chaque maquette que les déviations optiques sont les plus importantes.

La complexité des mesures à effectuer sur les deux maquettes nous a conduit à calculer précisément le trajet optique de chaque faisceau laser selon les situations afin de corriger la carte des points de mesure à effectuer et de calculer l'évolution de l'interfrange en chaque point. La coïncidence entre les deux volumes de mesure doit être aussi évaluée. Pour ce faire un logiciel de simulation est réalisé sous Matlab. Il calcule le point réel d'intersection des deux faisceaux laser correspondant à la position du volume de mesure initialement recherché à partir de l'ensemble des paramètres géométriques (dimensions de la piscine et des différentes configurations d'injecteurs) ainsi que des paramètres optiques (longueur focale, écartement des rayons, configuration des faisceaux (faisceaux horizontaux ou verticaux), longueurs d'onde et indices des milieux traversés).

B.1.1 Simulation de la réfraction des faisceaux laser à travers les deux maquettes

Chaque maquette étant constituée par différentes parties planes, cylindriques et coniques, nous devons considérer trois géométries de base différentes :

- La piscine est représentée par deux plans (un plan dit "interne" et un second "externe") d'équation générale :

$$Y = D \tag{B.1}$$

où D est la distance de l'axe aux parois de la piscine.

- La chambre de swirl et l'orifice de sortie sont représentés par deux cylindres (un "interne" et un "externe") d'équation générale :

$$X^2 + Y^2 = R^2 \quad (\text{B.2})$$

où R est un rayon.

- Le convergent est représenté par deux cônes (un "interne" et un "externe") d'équation générale :

$$X^2 + Y^2 = (Z * \tan \alpha)^2 \quad (\text{B.3})$$

où α est le demi-angle au sommet du cône.

Chaque faisceau est représenté par un point d'origine O et par un vecteur directeur \vec{V} et est alors défini par :

$$O + t.\vec{V} \quad (\text{B.4})$$

où t est un paramètre variant de $-\infty$ à $+\infty$.

Le point de départ du calcul est la position p_1 pointée par l'émetteur. De cette position nous connaissons le départ p_e de chaque faisceau laser ainsi que sa direction. Nous calculons alors son intersection avec les parois successives par détermination de la valeur de t dans chaque cas. Après chaque intersection, le nouveau vecteur directeur est déterminé à partir de la résolution de la loi de Descartes sur la transmission d'un rayon lumineux au niveau d'une interface.

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (\text{B.5})$$

où n_1, n_2 sont les indices optiques pour les deux matériaux et i_1, i_2 les angles respectivement incident et sortant.

L'équation B.5 est valable dans le plan d'incidence (formé par le vecteur directeur et la normale à l'interface au point d'intersection) et le faisceau sortant se trouve lui-aussi dans ce plan. Nous utilisons alors les propriétés du produit vectoriel pour déterminer directement le vecteur directeur sortant suivant :

$$\frac{n_1}{n_2} (\vec{N} \wedge \vec{V}_1) = \vec{N} \wedge \vec{V}_2 \quad (\text{B.6})$$

où \vec{N} est la normale à l'interface au point d'intersection et \vec{V}_1, \vec{V}_2 , les vecteurs directeurs respectivement incident et sortant. Au final le programme teste si les deux faisceaux se coupent. Leur intersection p_2 et l'angle i_{real} qu'ils forment entre eux sont déterminés et p_2 est comparée à p_1 . Il reste à lancer un calcul itératif pour déterminer le point p_e tel que $p_1 = p_2$. Ainsi, le programme nous permet de connaître les coordonnées des points à viser pour atteindre les points réellement recherchés.

A partir de ces calculs et pour les deux configurations de faisceaux, toutes les informations sur les dimensions des volumes de mesure sont redéterminés suivant les formules :

- Les dimensions de l'ellipsoïde de mesure :

$$\begin{cases} \delta_x = \frac{4F\lambda}{\pi e \cos \frac{i_{real}}{2}} \\ \delta_y = \frac{4F\lambda}{\pi e} \\ \delta_z = \frac{4F\lambda}{\pi e \sin \frac{i_{real}}{2}} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

- L'interfrange :

$$I_f = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{i_{real}}{2}} \quad (\text{B.8})$$

- Le nombre de franges :

$$N_f = \frac{8F \tan \frac{i_{real}}{2}}{\pi e} \quad (\text{B.9})$$

avec F , e , λ , respectivement, la longueur focale de la lentille de l'émetteur, le diamètre du rayon laser et la longueur d'onde. Cette dernière, dépendant elle aussi du milieu traversé, est calculée suivant la relation :

$$n_1\lambda_1 = n_2\lambda_2 \quad (\text{B.10})$$

Dans notre cas, $n_1 = n_{air} = 1$ et $n_2 = n_{eau} = 1.33$. Dans ces conditions la vitesse mesurée est corrigée de l'erreur de déviation suivant la relation :

$$u_{corr} = u_{mes} \frac{n_{eau} \sin i_{emission}}{\sin i_{real}} \quad (\text{B.11})$$

La validité de la coïncidence est analysée à partir des positions et des dimensions réelles des deux volumes de mesure (résultats du croisement des deux paires de faisceaux). Schématiquement, la mesure en coïncidence n'est permise qu'aux points où la distance entre les deux volumes de longueur δ est inférieure à $\frac{\delta}{2}$.

Annexe C

Modèles de turbulence dans les logiciels Fluent 5 et 6

La sélection d'un modèle de turbulence pour un écoulement donné passe par la compréhension des caractéristiques propres à cet écoulement et par la connaissance des possibilités et des limitations des modèles numériques disponibles. Plusieurs modèles de turbulence sont implantés dans Fluent 5 et 6 basés sur les deux approches classiques RANS et LES. En se limitant au cas RANS et parmi les modèles disponibles, les mieux adaptés pour traiter des écoulements swirlés sont le modèle RNG $k - \epsilon$ et le modèle RSM¹.

L'approche RANS : Nous considérons les solutions de l'équation de Navier-Stokes moyennées suivant la méthode de Reynolds :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \\ \rho \frac{D u_i}{D t} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Elles ont une forme générale identique à celle des équations classiques de Navier-Stokes. Le terme additionnel $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ appelé "tenseur de Reynolds" représente les effets de la turbulence et il doit être modélisé si l'on veut fermer le système RANS.

L'approche RANS de la modélisation de la turbulence nécessite une modélisation correcte du tenseur de Reynolds. Il existe deux méthodes débouchant sur plusieurs modèles : l'hypothèse de Boussinesq sur les termes du tenseur (pour les modèles $k - \epsilon$ par exemple) ou le calcul direct des différents termes du tenseur (méthode RSM)

Les modèles $k - \epsilon$ Le premier modèle basée sur cette approche est appelé "modèle classique $k - \epsilon$ ". Il a été proposé par Jones et Launder (1969) et est, par son caractère robuste, économique et sa raisonnable précision pour un grand nombre d'écoulements turbulents, toujours considéré comme une référence.

Les méthodes $k - \epsilon$ sont des modèles à deux équations fondés sur le concept d'une viscosité turbulente isotrope. En effet, elles reposent sur l'hypothèse de Boussinesq qui implique que les termes du tenseur de Reynolds sont des fonctions des gradients des vitesses :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij}$$

où μ_t est la viscosité turbulente et k est l'énergie cinétique turbulente. A partir de cette expression du tenseur de Reynolds, les méthodes $k - \epsilon$ impliquent l'utilisation de deux équations de transport additionnelles (pour l'énergie cinétique turbulente k et pour le taux de

¹Pour "Reynolds Stress model"

dissipation ϵ) afin de fermer le système. μ_t est calculée comme une fonction de k et de ϵ . Cependant, le grand désavantage de l'hypothèse de Boussinesq est qu'elle considère μ_t comme une quantité scalaire isotrope.

Seul le modèle RNG $k - \epsilon$ intègre les effets de swirl sur la turbulence et permet de prendre en compte partiellement l'anisotropie de l'écoulement, ce qui est particulièrement recherché pour notre étude. Il dérive des équations de Navier-Stokes instantanées en utilisant la technique mathématique appelée méthode de la renormalisation ou méthode RNG². La dérivation analytique aboutit à un modèle plus rigoureux que le modèle $k - \epsilon$ classique avec des termes et des fonctions supplémentaires dans les équations de transport de k et de ϵ , dont la forme la plus générale est :

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k + G_b - rhoe \quad (C.2)$$

et

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R \quad (C.3)$$

avec G_k est la génération de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse, G_b , la génération d'énergie cinétique turbulente due à la poussée d'Archimède et enfin, α_k et α_ϵ sont respectivement les inverses des nombres de Prandtl effectifs pour k et pour ϵ .

- Le modèle RNG $k - \epsilon$ utilise une formule pour la viscosité effective qui tient compte des zones de faibles nombres de Reynolds :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\epsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} d\hat{\nu}$$

avec $\hat{\nu} = \mu_{eff}/\mu$ et $C_\nu \approx 100$

- Les effets du swirl de l'écoulement sur la turbulence sont incorporés dans le modèle au niveau de la viscosité turbulente. Ils améliorent la qualité des simulations pour des écoulements en rotation :

$$\mu_t = \mu_{t0} \cdot f \left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\epsilon} \right)$$

avec α_s , une constante qui caractérise la domination locale du swirl dans l'écoulement et Ω est un nombre de Swirl caractéristique.

- Un terme supplémentaire R est ajouté à l'équation de la dissipation pour améliorer la précision du calcul dans les zones d'écoulements fortement cisailés.

L'approche RSM Le modèle RSM est basé sur le calcul de chaque terme du tenseur de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$, en utilisant les équations différentielles de transport. Ceci implique donc la prise en compte de quatre nouvelles équations en 2D (sept en 3D). Cependant, dans beaucoup de cas, les modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq sont très performants et le coût de calcul additionnel imposé par l'utilisation du modèle RSM ne se justifie pas. Néanmoins, le modèle RSM est clairement supérieur pour les cas où l'anisotropie de la turbulence a un effet dominant sur l'écoulement principal. De telles cas incluent les écoulements fortement swirlés ($S \geq 0,6$ [14]) caractéristiques des injecteurs tourbillonnaires.

Les équations de transport exacte pour le transport des tensions de Reynolds peuvent s'écrire

²Pour "renormalization group"

[76][113] :

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Dérivée locale}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u'_i u'_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Convection}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)]}_{D_{ij}^T \equiv \text{diffusion turbulente}} \\
+ & \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{D_{ij}^T \equiv \text{diffusion moléculaire}} - \underbrace{\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij} \equiv \text{production}} + \underbrace{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij} \equiv \text{contraction nulle}} \\
& - \underbrace{2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\epsilon_{ij} \equiv \text{dissipation}}
\end{aligned}$$

Parmi les termes constituant cette équation exacte, seuls les termes D_{ij}^T , ϕ_{ij} et ϵ_{ij} ont besoin d'être modéliser pour fermer le système :

- Modélisation de la diffusion turbulente :

Les deux termes de diffusion sont respectivement une convection au niveau des agitations turbulentes (terme triple) et une diffusion turbulente due aux fluctuations de pression. La diffusion turbulente globale résultante est modélisée dans Fluent par une approche simplifiée du modèle classique de Daly et Harlow (1970) due à Lien et Leschziner (1994) :

$$D_{ij}^T = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{C.4})$$

avec σ_k , et égal à 0,82 et μ_t calculée à partir de l'équation C.7.

- Modélisation de la pression :

Trois modèles différents sont disponibles dans Fluent 5 afin d'évaluer le terme ϕ_{ij} :

- Le modèle linéaire (Gibson et Launder (1978)) qui décompose le terme ϕ_{ij} selon :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij}^w$$

avec $\phi_{ij,1}$, le terme de lente , $\phi_{ij,2}$, le terme de rapide et ϕ_{ij}^w , le terme de réflexion sur paroi.

- Le modèle linéaire modifié pour les faibles Reynolds (Launder et Shima (1989))
- Le modèle quadratique (Speziale, Sarkar et Gatski (1991)) qui donne une plus grande précision dans les cas des écoulements dans des géométries en contraction ou en expansion et pour des écoulements avec des lignes de courant courbées.

- Modélisation de la dissipation :

Le tenseur de dissipation est modélisé par :

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \epsilon) \quad (\text{C.5})$$

Le taux de dissipation est calculé comme dans le modèle $k - \epsilon$ standard :

$$\rho \frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii} + C_{\epsilon 3} G_{ii}] \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (\text{C.6})$$

- Modélisation de l'énergie cinétique turbulente :

Généralement, le calcul de l'énergie cinétique turbulente est réalisé en prenant la trace du tenseur de Reynolds ($k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$). La détermination des conditions limites des tensions de Reynolds nécessite par contre la résolution d'une équation de transport de k :

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} P_{ii} - \rho \epsilon$$

- Modélisation de la viscosité turbulente :

La viscosité turbulente est calculée comme dans les méthodes $k - \epsilon$:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (\text{C.7})$$

avec $C_\mu = 0,09$

Bibliographie

- [1] *Handbook of aviation fuel properties* – Coordinating Research Council, Atlanta USA, 1983.
- [2] R. ADRAIN – « Particule image techniques for experimental fluid mechanics », *Ann. Review Fluid Mech.* **23** (1991), p. 261–304.
- [3] K. P. O. V. ALEKSEENKO, S.V. et S. SHTORK – « Helical vortices in swirl flow », *JFM* **382** (1999), p. 195–243.
- [4] K. BABU, M. NARASIMHAN et K. NARAYANASWAMY – « Correlation for prediction of discharge rate, cone angle and air core diameter of swirl spray atomizers », *2nd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Madison), p. 91–97.
- [5] N. M. BABU, K.R. et K. NARAYANASWAMY – « Design of swirl chamber atomizers », *ICLASS-85*, 1985.
- [6] B. BALDWIN et H. LOMAX – « Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows », *AIAA 16th Aerospace sciences meeting* (Huntsville, Alabama), AIAA, January 16-18 1978, AIAA 78-257.
- [7] J. BALLESTER et C. DOPAZO – « Discharge coefficient and spray angle measurements for small pressure-swirl nozzles », *Atomization and sprays* **4** (1994), p. 351–367.
- [8] — , « Drop size measurements in heavy oil sprays from pressure-swirl nozzles », *Atomization and Sprays* **6** (1996), p. 377–408.
- [9] O. BARBARA – « Etude de l'écoulement dans un coude : influence des caractéristiques de l'écoulement amont », Thèse, ENSAE, 1998.
- [10] L. BAYVEL et Z. ORZECOWSKI – *Liquid atomization*, Taylor and Francis, 1993.
- [11] V. BAZAROV – *Dynamic of liquid injectors*, Mashinostroenie, 1979.
- [12] — , « Influence of propellant injector dynamic characteristics on combustion stability and efficiency », *43rd congress of the international astronautical federation* (Washington, DC), 1992.
- [13] — , « Self-pulsations in coaxial injectors with central swirl liquid stage », *31st AIAA/ASME/SAE/ASEE joint propulsion conference* (San Diego), 1995.
- [14] J. BEER et N. CHIGIER – « Combustion aerodynamics », ch. "Swirling flows", Applied Science Publishers, 1974.
- [15] M. BENJAMIN, M. JOG et S. JENG – « Comparison of simplex atomizer correlations with detailed CFD and experimental data », *Proceeding of the 10th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (USA), ILASS-America, 1997.
- [16] M. BENJAMIN, A. MANSOUR, U. SAMANT, S. JHA, Y. LIAO, T. HARRIS et S. JENG – « Film thickness, droplet size measurements and correlations for large pressure-swirl atomizers », *International Gas Turbine and Aeroengine Congress and exhibition* (Stockholm, Sweden), 2-5 Juin 1998, ASME 98-GT-537.

- [17] A. BENKENIDA – « Développement et validation d'une méthode de simulation d'écoulements diphasiques sans reconstruction d'interfaces », Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999.
- [18] P. BROLL, U. MAATJE, W. P. et E. VON LAVANTE – « Experimental and numerical study on swirl pressure atomizers », *16th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Darmstadt), Septembre 2000, p. II.12.
- [19] H. CARENTZ – « Etude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince », Thèse, Université Pierre et Marie Curie, 2000.
- [20] I. CARVALHO – « Spray characterisation global parametric assessment », Tech. report, SNECMA Internal Report, YKC, Août 1999.
- [21] S. CHEN, A. LEFEBVRE et J. ROLLBUHLER – « Influence of geometrical features on the performance of pressure-swirl atomizers », *12th Annual Energy-Sources Technology Conference and Exhibition* (Houston, Texas), vol. 25, ASME, Petroleum division, 1988, p. 79–84.
- [22] — , « Influence of liquid viscosity on pressure-swirl atomizer performance », *The 1989 National Heat Transfer Conference* (Philadelphia, USA), vol. 106, 1989, p. 551–559.
- [23] — , « Factors influencing the effective spray cone angle of pressure-swirl atomizers », *ASME Journal of Engineering For Gas Turbines And Power* **114** (1992), p. 97–103.
- [24] — , « Factors influencing the circumferential liquid distribution from pressure-swirl atomizers », *ASME Journal of Engineering For Gas Turbines And Power* **115** (1993), p. 447–452.
- [25] N. CHIGIER et C. DUMOUCHEL – « Recent advances in spray combustion », vol. 166, ch. "Atomization of liquid sheets", AIAA, 1995.
- [26] J. CHINN et A. YULE – « Computational analysis of swirl atomizer internal flow », *Proceedings of ICLASS-97* (Seoul, South Korea), 18-22 Août, 1997, p. 868–875.
- [27] — , « Pressure swirl atomizer internal flow », *13th Annual Conference on Liquid Atomization And Spray Systems ICLASS-Europe*, 9-11 Juillet, 1997, p. 223–228.
- [28] — , « Swirl atomizer flow : classical inviscid theory revisited », *Proceedings of ICLASS-94* (Rouen), Juillet 1994, p. 334–341.
- [29] J. COHEN et T. ROSFJORD – « Spray patterning at high pressure », *AIAA Journal of Propulsion and Power* **7**, no. 4, p. 481–487.
- [30] D. COOPER, J. CHINN et A. YULE – « Experimental measurements and computational predictions of the internal flow field in a pressure swirl atomizer », *Proceedings of ICLASS-Europe'99* (Toulouse), vol. 5-7 Juillet, 1999, ONERA Toulouse.
- [31] D. COOPER et A. YULE – « Waves on the aircore/liquid interface of a pressure swirl atomizer », *ILASS-Europe 2001* (Zurich, Swiss), 2001.
- [32] F. COUDERC – « Simulation numérique de la désintégration d'une nappe liquide cisailée par deux écoulements d'air », Tech. report, ONERA - DMAE, 2002.
- [33] J. COUSIN, G. VICH et J. NALLY – « Formation and primary breakup of conical liquid sheets discharged by pressure-swirl injectors. experimental and theoretical investigation », *8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Pasadena), Juillet 2000.
- [34] H. COUTO, J. CARVALHO et D. BASTOS-NETTO – « Theoretical formulation for sauter mean diameter of pressure-swirl atomizers », *AIAA Journal of Propulsion and Power* **13** (1997), no. 5, p. 691–696.
- [35] H. DAHL et E. MUSCHELKNAUTZ – « Liquid atomization with hollow cone nozzles », *Proceedings of ICLASS-91* (Gaithersburg, USA), Juillet 1991, Papier 18.

- [36] DANTEC – Site internet : <http://www.dantecmt.com>.
- [37] A. DATTA et S. SOM – « Numerical prediction of aircore diameter, coefficient of discharge and spray cone angle of a swirl spray pressure nozzle », *Int. journal of Heat and fluid flow* (2000), no. 21, p. 412–419.
- [38] Z. DENG et S. JENG – « Numerical simulation of droplet deformation in convective flows », *AIAA Journal* **30** (1992), no. 5, p. 1290–1297.
- [39] N. DOMBROWSKI et D. HASSAN – « The flow characteristics of swirl centrifugal spray pressure nozzles with low viscosity liquids », *AIChE Journal* **15** (1969), p. 604.
- [40] V. DORFNER, J. DOMNICK, F. DURST et R. KOHLER – « Viscosity and surface tension effects in pressure swirl atomization », *Atomization and Sprays* **5** (1995), p. 261–285.
- [41] M. DOUMAS et R. LASTER – « Liquid-film properties for centrifugal spray nozzles », *Chem. Eng. Prog.* (1953), p. 518–526.
- [42] C. DUMOUCHEL, M. LEDOUX, M. BLOOR, N. DOMBROWSKI et D. INGHAM – « The design of pressure-swirl atomizers », *23rd International Symposium On Combustion* (Orleans), The Combustion Institute, 1990, p. 1461–1467.
- [43] — , « Boundary-layer characteristics of a swirl atomizer », *Atomization and Sprays* **2** (1992), no. 3, p. 225–237.
- [44] — , « Viscous flow in a swirl atomizer », *Chemical Engineering Science* **48** (1993), no. 1, p. 81–87.
- [45] C. DUMOUCHEL et D. SINDAYIHEBURA – « Drop size distribution characteristics of sprays produced by swirl atomizers of small dimensions », *Proceedings of ILASS-Europe'98* (Manchester, UK), 6-8 Juillet, 1998.
- [46] D. DUPOUY, B. FLORÈS, D. LISIECKI et C. DUMOUCHEL – « Behaviour of swirl atomizers of small dimensions », *Proceedings of ICLASS-94* (Rouen), Juillet 1994, p. 374–381.
- [47] F. DURST, A. MELLING et J. WHITELAW – *Principles and practice of laser doppler anemometry*, 1981.
- [48] B. J. ESCUDIER, M.P. et N. ZEHNDER – « Observation and lda measurements of confined turbulent vortex flow », *JFM* **98** (1980), no. 1, p. 49–63.
- [49] D. FEIKEMA, R. ESKRIDGE et J. HUTT – « Structure of a nonevaporating swirl injector spray », *Atomization and Sprays* **7** (1997), p. 77–95.
- [50] FLUENT – *Fluent 5 user's guide*, Lebanon, New Hampshire, <http://www.fluent.fr>, 4 volumes.
- [51] — , *Fluent 6 user's guide*, Lebanon, New Hampshire, <http://www.fluent.fr>, 4 volumes.
- [52] E. GIFFEN et A. MURASZEW – *The atomization of liquid fuels*, Chapman and Hall LTD, 1953.
- [53] H. GREENSPAN – *The theory of rotating fluids*, Cambridge University, 1968.
- [54] F. GUITTENY – « Etude expérimentale et simulation numérique de l'écoulement interne d'un système d'injection de turbomachine », Tech. report, ONERA - CNAM, 2001.
- [55] A. GUPTA, D. LILLEY et N. SYRED – *Swirl flows*, Abacus Press, 1984.
- [56] E. GUYON, J. HULIN et L. PETIT – « Hydrodynamique physique », CNRS Editions, 2001.
- [57] K. HANSEN et J. MADSEN – « A computational and experimental study of the internal flow in a scaled pressure-swirl atomizer », Tech. report, Aalborg Universitet, Esbjerg, Danemark, 2001.
- [58] C. HIRT et B. NICHOLS – « Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries », *Journal of Computational Physics* **39** (1981), p. 201–225.

- [59] D. HOLTZCLAW, T. SAKMAN, S. JENG, M. JOG et M. BENJAMIN – « Investigation of flow in a simplex fuel nozzle », AIAA 97-2970, 1997.
- [60] M. HORVAY et W. LEUCKEL – « LDA-measurements of liquid swirl flow in converging swirl chambers with tangential inlets », *Second International Symposium on Applications of Laser Anemometry to fluid mechanics*, 2-5 Juillet 1984, p. 11.4.
- [61] IDT – Site internet : <http://www.idtpiv.com>.
- [62] R. ISSA – « Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting », *J.Comput.Phys.* **62** (1986), p. 40–65.
- [63] A. K. JASUJA – « Dual-orifice atomizer performance under varying air density conditions », *ASME, 30th International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Houston,Texas), no. ASME 85-GT-44, 18-21 Mars, 1985.
- [64] A. JASUJA – « Spray performance of a hybrid injector under varying air density conditions », *The ASME Gas Turbine Conference and Exhibition* (Anaheim, California), no. ASME 87-GT-155, 31 Mai - 4 Juin 1987.
- [65] A. JASUJA et A. LEFEBVRE – « Pressure-swirl atomizer performance under varying air pressure conditions », *Proceedings of ILASS-Europe'99* (Toulouse), ONERA Toulouse, 5-7 Juillet, 1999.
- [66] S. JENG, M. JOG et M. BENJAMIN – « Computational and experimental study of liquid sheet emanating from simplex fuel nozzle », *AIAA Journal* **36** (1998), no. 2, p. 201–207, AIAA 97-0796.
- [67] A. JONES – « Design optimization of a large pressure-jet atomizer for power plant », *Proceedings of The Second International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Madison), ICLASS, 1982, p. 181–185.
- [68] M. KATO, K. DATE, K. KOIE et T. OYA – « Analysis of swirl injection characteristics », *ILASS-Europe'02* (Zaragoza, Spain), 2002.
- [69] J. KENNEDY – « High weber number smd correlations for pressure atomizers », *ASME, 30th International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Houston,Texas), no. ASME 85-GT-37, 18-21 Mars, 1985.
- [70] Y. KHAVKIN – « Droplet size distribution in swirl atomizers », *Atomization and Sprays* **12** (2002), p. 615–650.
- [71] — , « Swirl atomizer atomization quality : a new concept », *ILASS* (Pasadena, Californie), Juillet 2000.
- [72] B. KHOO, K. YEO et D. LIM – « The axisymmetric boundary layer beneath a rankine-like vortex », *Experiments in Fluids* **22** (1997), p. 300–311.
- [73] K. KOBAYASI – « Atomizing characteristics of swirl injection nozzle », *JSME* **19-80** (1953), p. 60–64.
- [74] T. KOBLISH, S. PATEL, T. FOX et J. SIDDIQUI – « Fuel spray characteristics of gas turbine fuel injectors at cold start conditions », *Proceeding of the International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition* (Houston,Texas), no. ASME 95-GT-247, 5-8 Juin, 1995.
- [75] D. KOTHE et R. MJOLSNES – « Ripple : a new model for incompressible flows with free surfaces », AIAA 91-3548.
- [76] B. LAUNDER, G. REECE et W. RODI – « Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure », *Journal of Fluid Mechanic* **68** (1975), no. 3, p. 537–566.
- [77] G. LAVERGNE, C. GUIN, P. TRICHET et P. GAJAN – « Identification des mécanismes à l'origine des instabilités de combustion dans le foyer principal de turbomachines », Tech. report, RT ONERA/DMAE/MH, Mars 2002.

- [78] Y. LECOFFRE – *La cavitation*, Hermes, 1994.
- [79] A. LEFEBVRE – « Fifty years of gas turbine fuel injection », *Atomization and Sprays* **10** (2000), p. 251–276.
- [80] A. LEFEBVRE – « Atomization of alternative fuels », *AGARD CP 422* (1987).
- [81] — , *Atomization and sprays*, Taylor and Francis group, 1989.
- [82] B. LEONARD et S. MOKHTARI – « Ultra-sharp non-oscillatory convection schemes for high speed steady multidimensional flow », NASA TM 1-2568, NASA Lewis research center, 1990.
- [83] S. LEROUX et M. LEDOUX – « The atomization of vegetable oils », *Proceedings of ILASS-Europe '98* (Manchester, UK), 6-8 Juillet, 1998.
- [84] W. LEWELLEN – « A review of confined vortex flows », NASA contractor report CR-1772, NASA, 1971.
- [85] J. LI – « Résolution numérique de l'équation de navier-stokes avec reconnexion d'interfaces. méthode de suivi de volume et application à l'atomisation. », Thèse, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1996.
- [86] Y. LIAO, A. SAKMAN, S. JENG, M. JOG et M. BENJAMIN – « Comprehensive model to predict simplex atomizer performance », *ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* **121** (1999), p. 285–294.
- [87] H. C. B. B. T. R. M. H.-K. LIGRANI, P.M. et B. GLEZER – « Flow phenomena in swirl chambers », *Experiments in Fluids* **24** (1998), p. 254–264.
- [88] M. LOWE et P. KUTT – « Refraction through cylindrical tubes », *Experiments in Fluids* **x** (x), p. x.
- [89] Z. MA, D. WANG et S. JENG – « On the internal flow of pressure-swirl atomizer at two different density ratios », *8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Pasadena), Juillet 2000.
- [90] U. MAATJE – « Communication personnelle ».
- [91] U. MAATJE, E. VON LAVANTE, F.-O. ALBINA et M. PERIC – « Experimental and numerical study of simplex nozzles », *ILASS Europe 2001* (Zurich, Swiss), 2001.
- [92] C. MAO – « The dynamics of a swirling liquid film », *8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Pasadena), Juillet 2000.
- [93] C. MAO et S. CHUECH – « Numerical analysis of pressure swirl atomizers », *Proceedings of ICLASS-91* (Gaithersburg, USA), Juillet 1991, Papier 20.
- [94] V. MASSEBEUF – « Désintégration primaire d'une nappe de carburant en sortie d'injecteur aéronautique : synthèse bibliographique, étude théorique », Tech. report, ONERA - DMAE, 2001.
- [95] C. MEHRING et W. SIRIGNANO – « Nonlinear capillary waves on swirling, axisymmetric free liquid films », AIAA 2000-0432, 2000.
- [96] S. NONNENMACHER et M. PIESCHE – « Design of hollow cone pressure swirl nozzles to atomize newtonian fluids », *Chem. Engi. Science* (2000), no. 55, p. 4339–4348.
- [97] T. OKAMOTO, T. TAKAGI, T. KAJI, K. SHIMAZAKI et K. NAKANISHI – « Studies on the behavior of droplets and the air flow in a hollow-cone spray », *ASME Journal of Fluids Engineering* **120** (1998), no. 3, p. 586–592.
- [98] J. ORTMAN et A. LEFEBVRE – « Fuel distributions from pressure-swirl atomizers », *AIAA Journal of Propulsion And Power* **1** (1985), no. 1, p. 11–15.
- [99] J. PARSONS et A. JASUJA – « Effect of air pressure upon spray angle/width characteristics of simplex pressure swirl atomizers », *31st International Gas Turbine Conference and Exhibit* (Dusseldorf, Germany), no. ASME 86-GT-176, 1986.

- [100] S. PATANKAR – « Numerical heat transfer and fluid flow », Hemisphere, Washington D.C., 1980.
- [101] A. RADCLIFFE – « Design and performance of gas turbine power plants », ch. Section D - Fuel injection -, 1960.
- [102] K. RAMAMURTHI et K. NANDAKUMAR – « Effect of injector orifice configurations on atomization », *Proceedings of ICLASS-94* (Rouen), July 1994, p. 342–349.
- [103] K. RAMAMURTHI et R. PATNAIK – « Uniformity of swirled sprays formed with nozzles of varying surface roughness », *Atomization and Sprays* **9** (1999), p. 483–496.
- [104] K. RAMAMURTHI, T. THARAKAN et M. BALAKRISHNAN – « Flow transition in swirled liquid sheets », AIAA 97-1779, 1997.
- [105] A. RAMOND – « Traitement des signaux fournis par un vélocimètre laser. application à la caractérisation d'écoulements turbulents », Thèse, ENSAE, Toulouse, 2000.
- [106] L. RINTEL – « Görtler instability of boundary layers », *Physic of Fluids* **14** (1971), no. 4, p. 753–759.
- [107] N. RIZK et A. LEFEBVRE – « Influence of liquid properties on the internal flow characteristics of simplex swirl atomizers », *Winter Annual Meeting of ASME* (Miami Beach, Florida), no. ASME 85-WA/HT-49, 1985.
- [108] — , « Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers », *AIAA Journal of Propulsion and Power* **1** (1985), no. 3.
- [109] — , « Prediction of velocity coefficient and spray cone angle for simplex swirl atomizers », *ICLASS'85* (London), 8-10 Juillet 1985, p. IIIC/2/1–IIIC/2/16.
- [110] F. RUIZ et N. CHIGIER – « Design and uncertainty analysis of a series of atomization experiments in seven variables », *ASME Journal of Fluids Engineering* **112** (1990), no. 1, p. 96–106.
- [111] P. SANKARANKUTTY, M. NARASIMHAN et K. NARAYANASWAMY – « Measurement of aircore size in swirl chamber atomizers », Institute of Petroleum.
- [112] W. SARIC – « Görtler vortices », *Annu. Rev. Fluid Mech.* **26** (1994), p. 379–409.
- [113] R. SCHIESTEL – *Les écoulements turbulents*, Hermès, 1998.
- [114] H. SCHLICHTING – *Boundary-layer theory*.
- [115] S. SERVOLES – « Mesure lda en conduite : étude de mélange de jet transverse dans un écoulement en conduite circulaire », Tech. report, Rapport de fin de stage, Ecole Polytechnique - ONERA, 2000.
- [116] H. SIMMONS – « The prediction of sauter mean diameter for gas turbine fuel nozzles of differents types », *ASME Journal of Engineering for power* **102** (1980), no. 3, p. 646–652.
- [117] H. SIMMONS et C. HARDING – « Some effects of using water as a test fluid in fuel nozzle spray analysis », ASME 80-GT-90.
- [118] W. SIRIGNANO et C. MEHRING – « Conical and annular free liquid film instabilities », *Proceedings of ICLASS-2000* (Darmstadt, Allemagne), Septembre 2000.
- [119] S. SOM et S. MUKHERJEE – « Theoretical and experimental investigations on the coefficient of discharge and spray cone angle of a swirl spray atomizing nozzle », *Acta Mechanica* **36** (1980), p. 79–102.
- [120] E. STEINTHORSSON et D. LEE – « Numerical simulations of internal flow in a simplex atomizer », *8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Pasadena), Juillet 2000.
- [121] R. STICKLES, W. DODDS, T. KOBLISH, J. SAGER et S. CLOUSER – « Fuel injector design for high temperature aircraft engine », *AGARD CP-536* (1993).

- [122] — , « Innovative high-temperature aircraft engine fuel nozzle design », *ASME Journal of Engineering For Gas Turbines And Power* **115** (1993), p. 439–446.
- [123] M. SUSSMAN, P. SMERKA et S. OSHER – « A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow », *Journal of Computational Physics* **114** (1994), p. 146–159.
- [124] M. SUYARI et A. LEFEBVRE – « Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer », *AIAA Journal of Propulsion And Power* **2** (1986), no. 6, p. 528–533.
- [125] Y. TANASAWA et K. KOBAYASI – « On the theory of viscous swirl », *JSME* **18-77** (1952), p. 37–41.
- [126] G. TAYLOR – « The mechanics of swirl atomizers », *Proceedings of The 7th International Congress Of Applied Mechanics 2*, 1948, p. 280.
- [127] — , « The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer », *Quart. Journal Mech. and Applied Math.* **III** (1950).
- [128] — , « The dynamic of thin sheets of fluid (iii) : Disintegration of fluid sheets », *Proc. R. Soc. London, Series A* **253** (1959), p. 313–321.
- [129] N. TOKUOKA, Y. YAMAGUCHI, M. TAKADA et F. ZHANG – « The spray structure from swirl atomizers - part 1 : General structure of the spray », *Proceedings of ICLASS-91* (Gaithersburg, USA), Juillet 1991, Papier 21.
- [130] P. TRICHET – « Etude en diphasique d’injecteurs double-debit pour chambre adgv », Tech. report, ONERA, 1990.
- [131] TSI – Site internet : <http://www.tsi.com/fluid/products>.
- [132] E. VON LAVANTE, U. MAATJE et F.-O. ALBINA – « Investigation of unsteady effects in pressure swirl atomizers », *ILASS Europe 2002* (Zaragoza, Spain), 2002.
- [133] J. WALKER – « Les merveilles de la physique qui apparaissent dans une tasse de café (ou une tasse de thé) », *Pour la science* (1979), p. 110–115.
- [134] P. WALZEL – « Liquid atomization », *Inter. Chem. Engi.* **33** (1993), no. 1, p. 46–60.
- [135] D. WANG, Z. MA et S. JENG – « Experimental study on large-scale simplex nozzle », AIAA 99-2401.
- [136] X. WANG et A. LEFEBVRE – « Mean drop sizes from pressure-swirl nozzles », *AIAA Journal of Propulsion and Power* **3** (1987), no. 1, p. 11–18.
- [137] D. YOUNGS – « Numerical methods for fluid dynamics », ch. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion, p. 273–285, Edited by K.W.Morton and M.J.Baines, Academic Press, University of Reading, UK, 1982.
- [138] A. YULE et J. CHINN – « The internal flow and exit conditions of pressure swirl atomizers », *Atomization and Sprays* **10** (2000), p. 121–146.
- [139] F. ZHANG, Y. YAMAGUCHI, M. TAKADA et N. TOKUOKA – « The spray structure from swirl atomizers - part 2 : Effect of injection pressure and atomizer characteristics on the spray structure », *Proceedings of ICLASS-91* (Gaithersburg, USA), Juillet 1991, Papier 22.

Résumé

Avec les nouveaux enjeux en matière de pollution et de gain de puissance des turbomachines modernes, il est aujourd'hui nécessaire de maîtriser de façon optimale la combustion du carburant. Les nouvelles performances recherchées imposent donc aux motoristes un cahier des charges strict sur les systèmes d'injection.

C'est dans le but d'optimiser le développement des systèmes d'injection à effet de pression de type tourbillonnaire double-débit utilisés dans les chambres de moteurs aéronautiques qu'un banc expérimental reproduisant, à grande échelle, les différents circuits constitutifs d'un tel injecteur a été mis en place à l'ONERA Centre de Toulouse. Une campagne d'essais a été effectuée afin de fournir une banque de données permettant une meilleure compréhension de la structure de l'écoulement interne d'un injecteur tourbillonnaire et de son influence sur l'atomisation du jet en sortie d'orifice.

Les maquettes développées sont réalisées entièrement en matériau transparent, et sont constituées de différents modules interchangeable afin d'explorer plusieurs géométries. Des campagnes de mesure par fluorescence laser, par LDA et par PIV ont fourni une cartographie de l'écoulement interne révélant une architecture complexe fortement instationnaire. Schématiquement, le liquide à pulvériser entre dans une chambre dite à swirl via plusieurs fentes placées tangentiellement. L'application d'un important mouvement tourbillonnaire induit une structure de l'écoulement de type vortex de Rankine et se caractérise aussi par la formation d'une colonne d'air tout le long de l'axe. Par ailleurs, les instabilités de ce noyau d'air central ont pu être caractérisées : le caractère instationnaire des jets d'alimentation a une importance essentielle sur les origines des instabilités se propageant dans l'injecteur.

En parallèle, ces données ont été exploitées avec l'objectif de valider un modèle 2D axisymétrique et un modèle 3D réalisés avec les logiciels Fluent 5.7 et 6 suivant une méthode diphasique VOF d'ordre 2 avec reconstruction d'interface.

Mots Clés : Système d'injection, injecteur à effet de pression de type tourbillonnaire, vortex de Rankine, instabilités hydrodynamiques, LDA, PIV, Fluent.

Abstract

Recent advances in aeroengine design tend to control an optimal combustion of the fuel. The new required performances need an optimisation of injection systems.

In this way, an experimental set-up was developed in the ONERA Centre de Toulouse to study the influence of the internal geometry of a pressure swirl atomiser on the spray characteristics. These experiments are conducted using optical methods with a large-scale prototype pressure swirl nozzle made up of Plexiglas. The injector consists of several interchangeable parts, which can be easily removable in order to simulate the effects of geometry on the internal flow. Visualisation techniques associated with fluorescent dye, LDA and PIV are used in order to get information on the structure of the inner flow pattern. In the same way, the characterisation of the aircore unsteadiness is performed with a laser diffusion method. These seem to be influenced by both the geometry of inlet slots and exit orifice dimensions and may play a role during the external conical liquid sheet disintegration.

In parallel, both 2D and 3D unsteady numerical simulations are conducted for the same configurations. It is performed with commercial CFD softwares Fluent 5.7 and 6. An accurate Volume of Fluid (VOF) method is selected to capture the formation of the air-core in the nozzle.

Keywords : Pressure swirl atomiser, Rankine vortex, aircore instabilities, LDA, PIV, Fluent.

