



**HAL**  
open science

# Simulation numérique des écoulements diphasiques 3D instationnaires au cours du remplissage d'une maquette expérimentale eau/air du dôme LOX d'un moteur-fusée

Marie-Charlotte Gauffre

## ► To cite this version:

Marie-Charlotte Gauffre. Simulation numérique des écoulements diphasiques 3D instationnaires au cours du remplissage d'une maquette expérimentale eau/air du dôme LOX d'un moteur-fusée. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2013. Français. NNT : 2013INPT0050 . tel-04610024

**HAL Id: tel-04610024**

**<https://theses.hal.science/tel-04610024v1>**

Submitted on 12 Jun 2024

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

**Délivré par :**  
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

**Discipline ou spécialité :**  
Dynamique des Fluides

---

**Présentée et soutenue par :**  
Marie-Charlotte GAUFFRE

**le :** vendredi 12 juillet 2013

**Titre :**  
Simulation numérique des écoulements diphasiques 3D instationnaires  
au cours du remplissage d'une maquette expérimentale eau / air  
du dôme LOX d'un moteur-fusée

---

**Ecole doctorale :**  
Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

**Unité de recherche :**  
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT, UMR 5502)

**Directeur(s) de Thèse :**

Olivier SIMONIN

**Rapporteurs :**

François-Xavier DEMOULIN  
Stéphane VINCENT

**Membre(s) du jury :**

Pierre BOIVIN  
Roland BORGHI  
Alain CARTELLIER  
Namane MECHITOUA  
Stéphane PETITOT



*À mes bonnes étoiles,*

*À Rochasson et Bartavelle qui m'ont redonné un coup de fouet!*



# Résumé

Le nouveau moteur cryogénique Vinci de l'étage supérieur du nouveau lanceur Ariane présente la particularité d'être plusieurs fois réallumable, une fois la mise en orbite du lanceur. Le réallumage d'un moteur est particulièrement difficile durant les conditions de vol spatial. Ce moteur est composé d'un dôme LOX alimenté en oxygène liquide (LOX) qui est approvisionné par une vanne à boisseau positionnée en entrée d'une canne d'alimentation. Le mélange liquide / gaz formé dans le dôme LOX est injecté dans la chambre de combustion à travers une centaine d'injecteurs reliant le dôme à la chambre. En conséquence, la distribution de l'écoulement diphasique en sortie des injecteurs revêt une importance particulière en terme d'allumage, de l'ouverture à la fermeture de cette vanne. La prise en compte de ces conditions de vol est primordiale pour qualifier le moteur Vinci. Cependant ces conditions ne peuvent pas être reproduites de façon représentative au cours d'essais au sol.

Dans le cadre de ces études, un programme de recherche a été mis en place par le CNES (Centre National d'Études Spatiales) et SAFRAN Snecma pour étudier le remplissage du dôme LOX, via des études expérimentales et numériques. L'objectif est de connaître les conditions aux limites en sortie des injecteurs qui sont déterminantes pour appréhender la phase d'allumage dans la chambre de combustion.

Des expériences ont été menées au LEGI (Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels) avec des fluides de substitution (de l'eau et de l'air), sans transfert de masse et de chaleur, sur la maquette du dôme d'alimentation d'un moteur de fusée. Les travaux présentés, menés à l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), tentent de reproduire les expériences réalisées à l'aide de simulations numériques 3D incompressibles diphasiques. La géométrie du domaine de calcul est représentative de la maquette expérimentale, qui est composée d'une canne d'alimentation, d'un dôme, d'un allumeur et de 122 injecteurs. Le but de cette étude est de démontrer la faisabilité d'un calcul 3D instationnaire diphasique du remplissage du dôme oxygène du moteur-fusée Vinci avec le code industriel NEPTUNE\_CFD, en prenant en compte la géométrie réelle et les phénomènes physiques prépondérants. La comparaison des prédictions avec les résultats expérimentaux est réalisée afin d'évaluer la capacité du code à prédire l'écoulement à l'aide des modèles de fermeture disponibles. Enfin, plusieurs études de sensibilité sur les modèles de fermeture sont menées pour estimer leur influence sur les résultats des simulations. Un travail important a été effectué pour imposer les mêmes conditions d'entrée que dans les expériences. Des études ont également été conduites sur un injecteur isolé.

**Mots-clefs :** Simulation numérique, diphasique, 3D, instationnaire, géométrie complexe, remplissage du dôme LOX, moteur Vinci.

# Abstract

New generation cryogenic upper-stage rocket engines like Vinci are planned to be restartable during the orbit mission. The re-ignition of the engine is particularly difficult in space flight conditions. The engine contains a LOX dome fed with liquid oxygen (LOX) supplied by a bushel valve through a pipe. The gas / liquid mixture forming in the dome is injected into the combustion chamber through a number of injectors. Therefore the two-phase flow distribution at injectors outlet carries a real importance in terms of the ignition from the opening to the closing phases of the main valve. These flight conditions are of paramount importance, however, they are truly difficult to reproduce by experimental ground tests.

In the framework of these studies, a research program set up by CNES (the French Space Agency) and SAFRAN Snecma, tries to study the LOX dome filling, through experiments and numerical studies. The aim is to identify the phenomena at stake to know the limit conditions at injectors, which will determine the ignition stage in the combustion chamber. Experiments are carried out at LEGI (Geophysical and Industrial Flows Laboratory in Grenoble) with substitution fluids (air and water), without heat and mass transfer on a rocket engine mockup. The work presented here, conducted at IMFT (Fluid Mechanics Institute in Toulouse), intends to reproduce the experimental results using incompressible two-phase flow simulations. The geometry used is representative of the experimental mockup composed of a feeding pipe, a dome, an igniter pipe and 122 injectors. The aim of this study is to demonstrate the feasibility of a 3D unsteady two-phase flow calculation with the industrial code NEPTUNE\_CFD, to simulate the LOX dome filling of the rocket engine Vinci, by taking into account the real geometry and the preponderant physical phenomena. The comparison of the predictions with the experimental results is carried out in order to estimate the code capability to predict the flow behavior, according to available closure laws. Finally, several sensitivity studies on the closure laws have been conducted to assess their influence on the numerical results. An important work has been carried out to obtain the proper inlet conditions to be imposed in the code in coherence with the experiments. Studies have equally been conducted on an isolated injector.

**Keywords :** Numerical simulation, two-phase flow, 3D, unsteady, complex domain, LOX dome filling, Vinci rocket engine.

# Remerciements

Quand j'ai débuté la rédaction de mon manuscrit de thèse, j'ai connu l'angoisse de la page blanche comme la plupart des thésards. Pour me motiver, j'ai pensé à la phase de rédaction des remerciements. L'idée était la suivante : si j'arrivais à cette phase, c'était « gagné ». Aujourd'hui, j'y suis et vous allez rire, je « bloque » à nouveau pour écrire ces quelques mots qui seront sans doute les plus lus...

Dans les lignes qui vont suivre, j'aimerais remercier l'ensemble des personnes qui m'ont aidée à « accoucher du bébé ». Par avance, je suis désolée, si je ne trouve pas les mots justes ou si jamais j'oublie de remercier certaines personnes.

Ce travail de thèse a été réalisé à l'IMFT au sein du groupe PSC. Je souhaiterais tout d'abord remercier le CNES et Snecma qui ont financé cette étude pendant trois ans, ainsi que l'INPT pour m'avoir permis de terminer mon doctorat correctement en prolongeant mon contrat.

J'aimerais remercier mon directeur de thèse, Olivier Simonin, pour la confiance accordée et ses idées lumineuses. Bien plus qu'une thèse, ces trois ans et demi ont été une école de la vie et je retiendrai une phrase de mon directeur : « À cœur vaillant rien d'impossible ». Grâce à lui, j'ai compris que l'autonomie et la persévance paient.

J'en profite pour remercier mes responsables industriels : Bruno Vieille remplacé par Stéphane Petitot (côté CNES) et Nicolas Meyers, relayé en cours de thèse par Pierre Boivin (côté Snecma). Les échanges au cours des réunions m'ont permis de mener à bien cette thèse. Je remercie Stéphane d'avoir pris le temps de relire mon manuscrit.

Je remercie l'ensemble des membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail :

- Roland Borghi, président du jury,
- François-Xavier Demoulin et Stéphane Vincent, rapporteurs,
- Alain Cartellier et Namane Méchitoua, examinateurs,
- Pierre Boivin et Stéphane Petitot, invités.

J'aimerais spécialement remercier Hervé Neau qui a joué un rôle important dans ma thèse, du début à la fin : il m'a permis d'aller jusqu'au bout de ce travail, grâce à son aide, ses relectures et tous ses encouragements. Je souhaiterais vivement remercier Namane Méchitoua, qui en plus d'encadrer le post-doctorat d'Anne, a pris le temps de discuter de mes travaux de thèse et m'a fait profiter de ses connaissances, lors de ses venues à Toulouse. Je remercie également Renaud Ansart qui m'a mise sur les rails au début de ma thèse. J'aimerais remercier Pascal Fede pour le temps consacré et l'intérêt porté à mon travail, Laurent Selle pour les conseils et l'aide qui sont toujours tombés à pic, ainsi que Jean-Luc Estivalezes pour tous les échanges en fin de thèse.

J'aimerais remercier l'ensemble des personnes qui font tourner le labo : Bruno et André (pour les visites sympatiques), Muriel (pour les impressions de dernière minute), Catherine (pour les



commandes de dernière minute) et Céline (pour les réservations de dernière minute).

Au cours de ma thèse, j'ai souvent changé de bureau. J'aimerais donc remercier toutes les personnes du groupe qui ont été mes co-bureaux. J'ai commencé ma thèse dans un bureau sombre qui n'existe plus : la salle Sud. Mais j'ai eu la chance de tomber sur deux sympathiques collègues, Ali et Dr King, qui m'ont tout de suite adoptée et m'ont aussi aidée à entrer dans le monde de Neptune. Quand les travaux de la salle Sud ont commencé, j'ai provisoirement migré dans le bureau de Mehdi et Zafer, qui m'ont également très bien accueillie. J'ai fini par atterrir dans LE bureau avec vue sur la Garonne (voir le ciel, les arbres et la Garonne quand on est en thèse, ça n'a pas de prix). Je remercie chaleureusement Pascal et Jean-Luc, mes deux derniers co-bureaux (qui m'ont d'abord impressionnée) pour leur bonne humeur, leurs conseils, toutes les discussions et leurs accents bien marqués. J'avoue que j'ai vraiment eu peur d'attraper un mélange des accents de Marseille et du Sud-Ouest. Je n'oublie pas non plus de les remercier pour ma formation de standardiste téléphonique (moi qui n'ai jamais aimé répondre au téléphone...). J'ai quand même quitté ce bureau quelques semaines quand ma machine Meola m'a lâchement abandonnée. J'ai alterné entre deux bureaux :

- Celui de Niko, Guillaume, Aurélien et Dany qui n'ont pas manqué d'humour en me présentant le « P'tit Cousin » & Co. Merci également pour les cafés et Moe's !

- Celui d'Adrien J., Julien, Alexis et Anne. Merci de m'avoir accueillie et merci à Anne de m'avoir prêté à de multiples reprises Parker dans les moments de rush.

J'en profite également pour remercier l'efficacité du Service Informatique qui a « ressuscité » ma machine à deux reprises.

La bonne humeur qui règne au sein de PSC dans les couloirs ou durant les pauses déjeuner m'a permis de garder le sourire jusqu'à la fin de la thèse. Je garde un excellent souvenir des pauses café PSC/COSINUS avec des points de vue bien tranchés, des débats animés des repas du midi, suivis par des parties de coinche qui resteront autant mémorables que des répliques comme « avec la belotte tout est possible ! ». C'est pourquoi, je souhaiterais sincèrement remercier mes voisins de bureau (de près ou de loin, à l'IMFT) :

- Le groupe COSINUS avec Hervé, Anaïg et Pierre.

- Les permanents de PSC : Olivier, Thierry, Benoît, Éric (pour m'avoir prêté Duffy), Rudy (pour les TDs à CPP), Bernard, Franck, Moïse, Laurent (pour toutes les discussions) et Florence (pour ses bons conseils et sa bonne humeur).

- Dominique pour l'initiation à la vulgarisation scientifique et à la rhéologie.

- D'anciens djeun's<sup>©R.G.</sup> : Floflo, JF, Dirk, Enrica (pour les conseils aux jours J-1 et J), Jérôme, Marion P., Arthur.

- De nouveaux djeun's<sup>©R.G.</sup> : Amine (pour les pauses mais aussi les plantes), Adama, Blaise (pour le Filo/Lido), Adrien J. (pour l'escalier), Adrien S., Lucas (je crois que je me souviendrai de la fac), Émilien (« auto-respect »), Tom (pour les conseils avant le grand saut), Thibault et Paul.

- Thomas pour m'avoir poussée dans le vide et pour le fameux poly qui m'a ouvert les portes de la coinche avec toute la philosophie qui en découle.

- Adrien B. pour tous les cadeaux que l'on a eu le « privilège » de préparer ensemble (de l'achat à l'emballage avec des articles) : ça crée des liens.

- Jessica pour les évasions à Nakache.

- Les copains de promo de PSC : Romain (mon copain de thèse auvergnat), Marion (on était pas trop de deux thésardes), Julien (essai transformé pour les « ça va bien se passer »), Jorge, Marouane, et les copains d'ailleurs : Alice (ma binôme de C.P.P. et de rhéo), Cédric (allez les Bears) et Cyprien.

Ce travail n'aurait jamais abouti sans le soutien d'amis et de ma famille. Je remercie de tout cœur :

- Marie-France pour m'avoir écoutée et aidée au bon moment.
- Lucie pour les cinés qui m'ont changé les idées.
- Amandine pour ce super voyage d'après-thèse.
- Romain, Alice, JF, Vivi et JP pour les soirées et les sorties. Plus particulièrement merci à JF pour les goûters de fin de thèse, au cours desquels j'ai compris que la thèse n'était qu'un match de tennis où il fallait avancer « point par point ». Merci à Alice et Romain pour tous les souvenirs partagés : le voyage aux USA, la plongée (avec « les poissons » !), le dériveur, mais aussi les sorties ski dans les Pyrénées avec JP et Floflo, qui m'ont libéré les neurones le temps d'une journée (ou plus).
- Claire que je tenais spécialement à remercier pour son aide, ses conseils toujours plein de sagesse (« une bonne thèse est une thèse terminée »), les repas suivis de discussions jusqu'à pas d'heure alors qu'on était crevées, et pour toutes ces balades au Jardin des Plantes.
- BP pour avoir cru en moi, alors que moi je n'y croyais pas.
- Maman pour avoir été aux petits soins et avoir eu la patience de me supporter.
- Papa pour son appui sans faille et ses conseils de pro.
- Caroline, ma tante et marraine, pour l'écoute, les mots justes et même le cours de « puff » qui m'a fait comprendre que je pouvais y arriver.

Et pour le fun, merci à Keane, the Beach Boys, Green Day, MGMT, the Killers, the Beatles, Aaron, Pony Pony Run Run qui m'ont aidée à me lever le matin, m'ont fait avancer ou m'ont accompagnée pour coder l'ouverture de la vanne.

Pour conclure ces remerciements, je citerai (c'est la dernière)... je vous laisse deviner :

*Ce n'est qu'en essayant continuellement que l'on finit par réussir... En d'autres termes... Plus ça rate, plus on a de chance que ça marche.*



# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>xxii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Présentation générale du problème</b>	<b>5</b>
1.1 Le lanceur Ariane 5	5
1.1.1 Composants du lanceur	6
1.1.2 Évolutions du lanceur Ariane 5	9
1.2 Le nouveau moteur cryogénique Vinci	11
1.2.1 Caractéristiques générales du moteur Vinci	11
1.2.2 Allumage du moteur Vinci	13
1.2.3 Transitoire de remplissage du dôme LOX	14
1.2.4 Problématique	16
1.3 Logique globale des travaux	16
1.3.1 Décomposition du problème	16
1.3.2 Étude expérimentale aux temps longs menée au LEGI	17
1.3.3 Étude numérique aux temps longs menée à l'IMFT	24
<b>2 Modélisation numérique du remplissage du dôme</b>	<b>27</b>
2.1 Modélisation des écoulements hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires	28
2.1.1 Méthodes de suivi d'interface	28
2.1.2 Méthodes Euler / Lagrange	31
2.1.3 Méthodes moyennées eulériennes (ou Euler / Euler)	31
2.1.4 Méthodes de simulations instationnaires	33
2.1.5 Synthèse et choix du code retenu	33
2.2 Présentation générale du code NEPTUNE_CFD	34
2.2.1 Méthodes numériques	34
2.2.2 Opérateur de moyenne	35
2.3 Équations de conservation dans NEPTUNE_CFD sans transfert de masse et de chaleur	35
2.3.1 Équations de conservation	36
2.3.2 Lois de fermeture	36
2.3.3 Loi de paroi	41
<b>3 Simulation numérique de la maquette expérimentale du LEGI</b>	<b>45</b>
3.1 Maillages	45
3.1.1 Maillage régulier simplifié à quatre injecteurs	46
3.1.2 Maillages à 122 injecteurs représentatifs de la géométrie LEGI	46
3.2 Paramètres et modélisations mathématiques	49
3.2.1 Rappel de la configuration de l'écoulement	49
3.2.2 Options numériques	49

3.2.3	Modélisations mathématiques . . . . .	50
3.3	Conditions aux limites pour le « cas de référence » . . . . .	50
3.3.1	Conditions aux limites en entrée . . . . .	50
3.3.2	Conditions aux limites en sortie . . . . .	54
3.3.3	Conditions aux limites en paroi . . . . .	54
3.4	Simulations numériques . . . . .	54
3.4.1	Tests préliminaires avec une ouverture totale de la vanne à 90° . . . . .	54
3.4.2	Simulations avec une ouverture de la vanne de 0° à 90° . . . . .	59
3.5	Conclusion . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Simulations d'un injecteur isolé</b> . . . . .	<b>65</b>
4.1	Présentation du cas-test de référence . . . . .	66
4.1.1	Maillage du calcul de référence . . . . .	66
4.1.2	Modèles physiques . . . . .	67
4.1.3	Conditions initiales . . . . .	67
4.1.4	Conditions aux limites . . . . .	67
4.1.5	Paramètres numériques . . . . .	67
4.1.6	Mise en place d'un modèle 1D pour évaluer la perte de charge le long d'un injecteur . . . . .	67
4.2	Influence de la condition à la limite en sortie de l'injecteur . . . . .	68
4.2.1	Influence de la perte de charge singulière $\Delta P_S$ imposée en sortie de l'injecteur . . . . .	70
4.2.2	Influence de la chambre en sortie de l'injecteur . . . . .	71
4.2.3	Conclusion . . . . .	73
4.3	Influence du maillage . . . . .	73
4.3.1	Influence de la géométrie . . . . .	73
4.3.2	Convergence en maillage . . . . .	75
4.3.3	Conclusion . . . . .	78
4.4	Application du modèle 1D de perte de charge monophasique . . . . .	78
4.4.1	Rappel de la configuration . . . . .	79
4.4.2	Résultats . . . . .	79
4.4.3	Conclusion . . . . .	80
4.5	Effets diphasiques . . . . .	80
4.5.1	Présentation des cas-tests diphasiques . . . . .	80
4.5.2	Modèles physiques . . . . .	81
4.5.3	Conditions initiales . . . . .	81
4.5.4	Conditions aux limites . . . . .	81
4.5.5	Mise en place d'un modèle 1D de perte de charge diphasique . . . . .	81
4.5.6	Résultats . . . . .	82
4.6	Conclusion . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Études de sensibilité aux conditions de simulation</b> . . . . .	<b>85</b>
5.1	Étude de l'influence de l'angle d'injection imposé en entrée . . . . .	86
5.1.1	Résultats . . . . .	86
5.1.2	Conclusion . . . . .	88
5.2	Études de sensibilité au modèle de turbulence . . . . .	88
5.2.1	Remarque préliminaire . . . . .	89
5.2.2	Influence du modèle de turbulence $k - \epsilon$ . . . . .	89
5.2.3	Influence de l'intensité turbulente imposée en entrée de la canne dans le modèle de turbulence $k - \epsilon$ . . . . .	91
5.2.4	Conclusion . . . . .	92
5.3	Études de sensibilité au modèle de traînée . . . . .	93

5.3.1	Influence du modèle de traînée choisi . . . . .	93
5.3.2	Influence du diamètre des inclusions dans le modèle de Simmer . . . . .	96
5.3.3	Conclusion . . . . .	99
5.4	Conclusion . . . . .	99
<b>6</b>	<b>Analyse des résultats de simulations et comparaisons aux données expérimentales</b>	<b>101</b>
6.1	Choix des cas de référence et outils d'analyse . . . . .	101
6.1.1	Cas de référence choisis . . . . .	101
6.1.2	Outils d'analyse . . . . .	102
6.2	Analyse détaillée d'un cas de référence . . . . .	104
6.2.1	Analyse globale . . . . .	104
6.2.2	Comparaisons aux données expérimentales . . . . .	109
6.2.3	Caractérisation statistique de la sortie des injecteurs . . . . .	114
6.3	Influence du nombre de Weber de référence . . . . .	119
6.3.1	Analyse au niveau du remplissage et de la vidange du dôme . . . . .	119
6.3.2	Analyse au niveau de la pression dans le dôme . . . . .	125
6.3.3	Analyse en sortie des injecteurs . . . . .	127
6.3.4	Conclusion . . . . .	129
6.4	Conclusion . . . . .	130
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>132</b>
<b>A</b>	<b>Équations générales dans NEPTUNE_CFD avec transfert de masse et de chaleur</b>	<b>137</b>
A.1	Équations de conservation . . . . .	137
A.1.1	Équations de conservation de la masse . . . . .	137
A.1.2	Équations de conservation de la quantité de mouvement . . . . .	138
A.1.3	Équations de conservation de l'énergie . . . . .	138
A.2	Lois de fermeture . . . . .	139
A.2.1	Transfert interfacial de masse et chaleur . . . . .	139
A.2.2	Transfert interfacial de quantité de mouvement . . . . .	142
<b>B</b>	<b>Considérations géométriques pour la modélisation de la vanne à boisseau</b>	<b>143</b>
B.1	Calcul de l'aire de la surface d'intersection entre un disque et une ellipse . . . . .	144
B.1.1	Calculs préliminaires . . . . .	144
B.1.2	Aire de la surface d'intersection côté « disque » $A_{\frac{1}{2}D}$ . . . . .	145
B.1.3	Aire de la surface d'intersection côté « ellipse » $A_{\frac{1}{2}E}$ . . . . .	145
B.1.4	Expression de l'aire de la surface d'intersection entre un disque et une ellipse	147
B.1.5	Expression de $r$ et $d_{CE}$ . . . . .	147
B.2	Calcul de l'angle d'ouverture limite $\theta_{Ouv}$ de la vanne à boisseau . . . . .	148
B.3	Expression de l'angle d'injection $\theta'$ . . . . .	148
<b>C</b>	<b>Quelques études de sensibilité supplémentaires</b>	<b>151</b>
C.1	Étude de la reproductibilité des résultats . . . . .	151
C.2	Influence du nombre de processeurs . . . . .	153
C.3	Étude du pas de temps minimal . . . . .	154
C.4	Étude de l'influence de la condition aux limites en paroi . . . . .	154
C.5	Influence de la discrétisation de l'angle d'injection $\alpha_{Num}$ . . . . .	157
C.6	Étude de l'influence de la prise en compte de la gravité . . . . .	158

<b>D Étude supplémentaire sur l'injecteur isolé</b>	<b>161</b>
<b>E Simulations des cas expérimentaux de référence</b>	<b>163</b>
E.1 Cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . . . . .	164
E.2 Cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . . . . .	170
<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques du moteur-fusée Vinci. . . . .	11
3.1	Propriétés physiques des deux fluides pour les simulations des cas expérimentaux. . . . .	49
3.2	Paramétrage des nombres de Courant et de Fourier maximaux. . . . .	50
3.3	Effet du gaz de balayage sur les valeurs stationnaires du débit d'eau sortant, de la fraction volumique d'eau et de la pression dans le dôme. . . . .	58
4.1	Calcul de la perte de charge dans le domaine de référence pour un débit d'entrée $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	69
4.2	Effet de la perte de charge $\Delta P_S$ ajoutée en sortie de l'injecteur. . . . .	70
4.3	Raffinement du maillage de l'injecteur. . . . .	76
4.4	Raffinement du maillage de l'ensemble {dôme + injecteur}. . . . .	77
4.5	Effet du raffinement du maillage {dôme + injecteur} sur la perte de charge dans un injecteur. . . . .	77
4.6	Pertes de charge expérimentale, données par le modèle 1D et par la simulation numérique pour différents débits d'eau d'entrée $Q_{Ref}^*$ . . . . .	79
4.7	Écarts entre les pertes de charge expérimentale, numérique et données par le modèle 1D pour différents débits d'eau d'entrée $Q_{Ref}^*$ . . . . .	79
4.8	Propriétés physiques des deux fluides du cas-test diphasique. . . . .	81
4.9	Pertes de charge données par le modèle 1D, pour le cas sur le maillage « de base » (n°1D) avec $\Delta P_S$ et le maillage raffiné (n°3D) sans $\Delta P_S$ , pour différentes valeurs de la fraction volumique d'air. . . . .	82
5.1	Valeurs de l'énergie cinétique turbulente $q_1^2$ et de la dissipation turbulente $\varepsilon_1$ associées aux valeurs de l'intensité turbulente choisie $I_u$ , pour le cas de référence $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	91
5.2	Influence du modèle de traînée sur les critères de mouillage $b$ et $c$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	95
5.3	Influence du diamètre des inclusions $d_i$ sur les critères de mouillage $b$ et $c$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	99
6.1	Vitesses débitantes et débits de référence associés aux nombres de Weber de référence retenus pour l'étude. . . . .	102
6.2	Visualisation de la fraction volumique d'eau, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ (I). . . . .	106
6.3	Visualisation de la fraction volumique d'eau, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ (II). . . . .	107
6.4	Vitesses débitantes et débits de référence associés aux nombres de Weber de référence retenus pour l'étude. . . . .	108



6.5	Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s (vue d'en dessous).	115
6.6	Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s (vue d'en dessous).	116
6.7	Influence du nombre de Weber sur la fraction volumique d'eau.	122
6.8	Caractéristiques du remplissage et de la vidange du dôme, pour les trois cas de référence ( $t_R$ est le temps de retard défini dans le Tableau 6.9).	123
6.9	Caractéristiques de la rampe du débit d'eau sortant pour les trois cas de référence.	124
6.10	Pressions dans le dôme pour les trois cas de référence.	126
6.11	Caractéristiques du mouillage des injecteurs pour le seuil de mouillage 0,01%, pour les trois cas de référence.	127
6.12	Influence du nombre de Weber sur la position du premier injecteur mouillé, pour le seuil de mouillage à 0,01% (vue d'en dessous).	128
6.13	Valeurs de $Q_{Eau}^{(n)}$ à $t_6 = 0,4$ s, pour les différents nombres de Weber imposés en entrée.	129
E.1	Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s (vue d'en dessous).	170
E.2	Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s (vue d'en dessous).	171
E.3	Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s (vue d'en dessous).	174
E.4	Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s (vue d'en dessous).	175

# Table des figures

1.1	Coupe verticale du lanceur Ariane 5. . . . .	7
1.2	Schéma des étapes de lancement du lanceur Ariane 5. . . . .	10
1.3	Moteur-fusée Vinci. . . . .	12
1.4	Mission d'Ariane 5 ME avec un rallumage. . . . .	13
1.5	Constituant du moteur-fusée Vinci. . . . .	14
1.6	Maquette expérimentale du LEGI en PMMA. . . . .	19
1.7	Scénario d'ouverture des vannes de gaz et de liquide retenu dans les expériences réalisées au LEGI. . . . .	20
1.8	Séquence d'ouverture de la vanne à boisseau du liquide (en fonction de son angle d'ouverture $\theta$ ). . . . .	20
1.9	Montages expérimentaux de visualisation par imagerie rapide du LEGI. . . . .	22
1.10	Emplacement de la sonde optique utilisée dans le montage expérimental. . . . .	23
1.11	Représentation des trois critères de mouillage $a$ , $b$ et $c$ sur la courbe d'évolution temporelle de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ . . . . .	23
2.1	Évolution de la force de traînée en fonction de la fraction volumique de liquide $\alpha_l$ . . . . .	39
2.2	Construction d'une couche de trois cellules autour de l'interface. . . . .	40
2.3	Diagramme L-q de Brocchini et Peregrine [14]. . . . .	41
2.4	Évolution du polynôme d'ordre 10 approchant la solution $x = u_*/U$ . . . . .	42
3.1	Maillage 3D simplifié à quatre injecteurs. . . . .	46
3.2	Maillage 3D représentatif de la maquette LEGI. . . . .	47
3.3	Raccordements au sein du maillage 3D représentatif de la maquette LEGI. . . . .	48
3.4	Maillage 3D simplifié à quatre injecteurs. . . . .	49
3.5	Transformation du problème géométrique 3D de la vanne à boisseau en un problème géométrique 2D dans le plan du maillage d'entrée de la canne. . . . .	52
3.6	Comparaisons entre les données d'entrée expérimentales et les données d'entrée numériques pour l'angle d'ouverture et l'aire de la surface d'ouverture de la vanne. . . . .	53
3.7	Comparaison entre les données d'entrée expérimentales et numériques pour le débit massique et la vitesse d'entrée de l'eau. . . . .	55
3.8	Condition aux limites en sortie des 122 injecteurs. . . . .	55
3.9	Évolutions du débit massique d'eau sortant et de la fraction d'eau moyenne dans le dôme pour les maillages à 4 et 122 injecteurs, pour un débit d'entrée $Q_{Entrée} = 5,64$ kg/s. . . . .	56
3.10	Évolution de la pression moyenne dans le dôme pour les maillages à 4 et 122 injecteurs, pour un débit d'entrée $Q_{Entrée} = 5,64$ kg/s. . . . .	57
3.11	Influence de l'injection d'air sur l'évolution du débit massique d'eau sortant et de la fraction d'eau moyenne dans le dôme pour le maillage à 4 injecteurs, pour un débit d'eau d'entrée $Q_{Entrée} = 5,64$ kg/s. . . . .	58

3.12	Influence du gaz de balayage sur l'évolution de la pression moyenne dans le dôme pour le maillage à 4 injecteurs, pour un débit d'eau d'entrée $Q_{Entrée} = 5,64$ kg/s.	58
3.13	Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	60
3.14	Comparaison de l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	60
3.15	Influence de la chambre en aval des injecteurs sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	61
3.16	Influence de la chambre en aval des injecteurs sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	62
3.17	Influence de la compressibilité de l'air sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	63
4.1	Maillage du cas-test de référence avec un dôme en amont de l'injecteur.	66
4.2	Évolution de la perte de charge le long de l'injecteur donnée par le modèle 1D, avec schéma du domaine associé.	69
4.3	Influence de la perte de charge $\Delta P_S$ en sortie de l'injecteur sur la pression.	71
4.4	Présentation des maillages d'étude de l'influence de la chambre en sortie.	72
4.5	Influence de la chambre en sortie de l'injecteur sur la pression.	72
4.6	Présentation des maillages pour l'étude de l'influence de la géométrie.	74
4.7	Influence du dôme en amont de l'injecteur sur la pression.	74
4.8	Profils radiaux de la vitesse axiale de l'eau.	75
4.9	Influence du raffinement du maillage de l'injecteur sur la pression.	76
4.10	Influence du raffinement du maillage {dôme + injecteur} sur la pression.	78
4.11	Évolution de la pression le long de l'axe pour le cas $\alpha_{Air} = 0,15$ .	83
5.1	Choix d'injection possibles pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau sphérique : $90^\circ$ , $\theta$ ou $\theta' = \theta + \gamma$ .	87
5.2	Influence de l'angle d'injection de l'eau sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	87
5.3	Influence de l'angle d'injection de l'eau sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	88
5.4	Influence du modèle de turbulence sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	90
5.5	Influence du modèle de turbulence sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	91
5.6	Influence de l'intensité turbulente $I_u$ imposée en entrée de la canne sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	92
5.7	Influence du modèle de turbulence sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	93
5.8	Influence du modèle de traînée sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	94
5.9	Influence du modèle de traînée sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	95
5.10	Influence du modèle de traînée sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ pour le seuil de mouillage à 0,01%, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	96
5.11	Influence du diamètre des inclusions $d_i$ sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .	97

5.12	Influence du diamètre des inclusions $d_i$ sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	98
5.13	Influence du diamètre des inclusions $d_i$ sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ pour le seuil de mouillage à $0,01\%$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	98
6.1	Position de la sonde de pression expérimentale et numérique associée dans le dôme.	103
6.2	Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	105
6.3	Évolution au cours du temps des débits d'eau sortant par couronne normalisés, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	108
6.4	Évolution au cours du temps des débits d'eau sortant par secteur normalisés, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	109
6.5	Évaluation de la pression à partir du débit d'eau sortant moyen, grâce au modèle 1D monophasique. . . . .	110
6.6	Évolution au cours du temps de la pression pour le cas $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	111
6.7	Évolution au cours du temps des pressions expérimentales, numériques et prédites par le modèle 1D pour le cas $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	111
6.8	Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	112
6.9	Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	113
6.10	Évolution des critères $b$ et $c$ du mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	114
6.11	Évolution au cours du temps des débits d'eau massiques par injecteur, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	115
6.12	Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface d'air en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s. . . . .	118
6.13	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s (I). . . . .	120
6.14	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,046$ kg/s (II). . . . .	121
6.15	Influence du nombre de Weber sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme. . . . .	123
6.16	Influence du nombre de Weber sur l'évolution de la pression dans le dôme. . . . .	126
6.17	Influence du nombre de Weber sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ pour le seuil de mouillage à $0,01\%$ . . . . .	128
B.1	Transformation du problème géométrique 3D de la vanne à boisseau en un problème géométrique 2D dans le plan du maillage d'entrée de la canne. . . . .	143
B.2	Intersection d'un disque $\mathcal{C}$ et d'une ellipse $\mathcal{E}$ . . . . .	144
B.3	Aire du secteur d'une ellipse $\mathcal{E}$ balayée par l'angle $\beta$ . . . . .	146
B.4	Schéma de l'angle d'ouverture limite $\theta_{Ouv}$ de la vanne à boisseau. . . . .	148
B.5	Injection normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne à boisseau. . . . .	149
B.6	Schéma 2D de la vanne pour calculer de l'angle d'injection $\theta' = \theta + \gamma$ . . . . .	149

C.1	Test de sensibilité à la reproductibilité des résultats pour l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	152
C.2	Test de sensibilité à la reproductibilité des résultats pour l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	152
C.3	Influence du nombre de processeurs utilisés pour le calcul sur l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	153
C.4	Influence du nombre de processeurs utilisés pour le calcul sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	154
C.5	Évolution au cours du temps du pas de temps minimale $\Delta t_{Min}$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	155
C.6	Évolution au cours du temps du pas de temps minimale $\Delta t_{Min}$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	155
C.7	Influence de la condition aux limites en paroi sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	156
C.8	Influence de la condition aux limites en paroi sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	156
C.9	Influence de la discrétisation de l'angle d'injection $\theta'$ sur l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	157
C.10	Influence de la discrétisation de l'angle d'injection $\theta'$ sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	158
C.11	Influence de la gravité sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	159
C.12	Influence de la gravité sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . . . . .	159
D.1	Influence de l'algorithme diphasique sur la pression. . . . .	162
D.2	Influence de l'algorithme diphasique sur la pression. . . . .	162
E.1	Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . . . . .	164
E.2	Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s. . . . .	164
E.3	Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par secteur normalisé, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s. . . . .	165
E.4	Évolution au cours du temps de la pression pour le cas $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . . . . .	165
E.5	Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . . . . .	166
E.6	Évolution des critères b et c du mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s. . . . .	166
E.7	Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface d'air en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s. . . . .	167
E.8	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s (I). . . . .	168
E.9	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ avec $Q_{Ref}^* = 0,059$ kg/s (II). . . . .	169

E.10	Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . . . . .	170
E.11	Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s. . . . .	172
E.12	Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par secteur normalisé, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s. . . . .	172
E.13	Évolution au cours du temps de la pression pour le cas $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . . . . .	173
E.14	Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés $\chi$ , pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . . . . .	173
E.15	Évolution des critères b et c du mouillage, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s. . . . .	174
E.16	Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface d'air en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s. . . . .	176
E.17	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s (I). . . . .	177
E.18	Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau $Q_{Eau}^{(n)}$ et la vitesse de l'eau $V_{Eau}^{(n)}$ en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ avec $Q_{Ref}^* = 0,102$ kg/s (II). . . . .	178



# Nomenclature

## Lettres latines

$a$	Instant du premier injecteur mouillé	[s]
$b$	Instant du début de la rampe	[s]
$c$	Pente de la rampe d'injection	[s <sup>-1</sup> ]
$C$	Fonction couleur (méthode VOF)	[-]
$C_D$	Coefficient de traînée	[-]
$C_p$	Capacité thermique à pression constante	[J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> ]
$D$	Diamètre de la vanne à boisseau	[m]
$d_{CE}$	Distance entre le centre du disque et le centre de l'ellipse	[m]
$D_h$	Diamètre hydraulique	[m]
$d_i$	Diamètre des inclusions	[m]
$D_k$	Diffusivité thermique de la phase $k$	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$e$	Énergie volumique	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$f$	Facteur de frottement	[-]
$f_b$	Fréquence de départ des bulles	[s <sup>-1</sup> ]
$F$	Diamètre du boisseau de la vanne	[m]
$F$	Force de traînée par unité de masse	[N.kg <sup>-1</sup> ]
$g$	Accélération de la pesanteur	[m.s <sup>-2</sup> ]
$H$	Enthalpie totale volumique moyenne	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$h_{log}$	Transfert de chaleur à l'intérieur de la couche limite thermique	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$I$	Transfert interfacial de quantité de mouvement	[kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$I_u$	Intensité turbulente en entrée de la vanne	[-]
$I_{sp}$	Impulsion spécifique	[s]
$k$	Fraction du seuil de mouillage	[-]
$l$	Échelle de longueur de la turbulence	[m]
$L$	Longueur de passage de la vanne	[m]
$L_0$	Distance entre l'entrée de la canne d'injection et le premier injecteur mouillé	[m]
$m$	Masse	[kg]
$n$	Vecteur unitaire normale à la surface	[-]
$n_a$	Densité de sites actifs de nucléation	[m <sup>-2</sup> ]
$N_{Phase}$	Nombre de phases ou de champs de l'écoulement ( $\geq 1$ )	[-]
$N_{Cel}$	Nombre de cellules du domaine	[-]
$P$	Pression moyenne	[Pa]
$q$	Densité de flux de chaleur	[W.m <sup>-2</sup> ]
$q^2$	Énergie cinétique turbulente	[m.s <sup>-2</sup> ]
$Q$	Débit massique	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$Q_{Exp}$	Débit d'eau massique d'entrée expérimental	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$Q_{Num}$	Débit d'eau massique d'entrée numérique	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$Q_{Ref}$	Débit d'eau massique de référence en entrée, supposé maximal	[kg.s <sup>-1</sup> ]



	quand la vanne est pleinement ouverte	
$Q_V$	Débit volumique	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$r$	Demi-petit axe de l'ellipse projetée	[m]
$R$	Rayon de la vanne à boisseau	[m]
$S$	Surface	[m <sup>2</sup> ]
$S_{Eff}$	Surface d'ouverture effective de la vanne à boisseau	[m <sup>2</sup> ]
$S_{Exp}$	Surface d'ouverture de la vanne à boisseau déduite	[m <sup>2</sup> ]
$S_{Num}$	Surface d'ouverture de la vanne à boisseau numérique	[m <sup>2</sup> ]
$S_k^{Ext}$	Terme source externe de la perte de charge de la phase $k$	[kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$S_{Cv}$	« Surface monophasique » non influencée par le départ des bulles	[m <sup>2</sup> ]
$S_Q$	Somme des surfaces d'influence de chaque bulle sur la surface unitaire	[m <sup>2</sup> ]
$T$	Température	[K]
$t_i$	Temps d'ouverture numériques possibles de la vanne à boisseau	[s]
$t_Q$	Durée entre le départ d'une bulle et le début de la croissance de la suivante	[s]
$U$	Vitesse moyenne	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_{Rel}$	Vitesse relative entre deux phases	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u'$	Moyenne quadratique des fluctuations de vitesses turbulentes	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_*$	Vitesse de frottement à la paroi	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\mathcal{V}_b$	Volume de la bulle	[m <sup>3</sup> ]
$V_{Ref}$	Vitesse d'entrée de l'eau de référence correspondant à $We_{Ref}$ , supposée maximale quand la vanne est pleinement ouverte	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_{Exp}$	Vitesse expérimentale d'entrée de l'eau déduite	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_{Num}$	Vitesse numérique d'entrée de l'eau	[m.s <sup>-1</sup> ]
$x_k$	Grandeur physique	[]
$X_k$	Grandeur physique moyenne au sens de la moyenne phasique	[]
$x'_k$	Fluctuation de la grandeur $x_k$ au sens de la moyenne phasique	[]
$Y$	Fraction massique	[-]
$y$	Distance à la paroi	[m]

### Lettres grecques

$\alpha$	Angle utilisé pour modéliser l'ouverture de la vanne (voir Annexe B.1)	[°]
$\alpha_k$	Fraction volumique de la phase $k$	[-]
$\alpha_{Num}$	Angle d'injection de l'eau en entrée de la canne	[°]
$\beta$	Angle utilisé pour modéliser l'ouverture de la vanne (voir Annexe B.1)	[°]
$\beta_{Ref}$	Taux de dilution de référence	[-]
$\chi$	Fraction du nombre d'injecteurs mouillés	[-]
$\chi_k$	Fonction indicatrice de la phase $k$	[-]
$\delta_k$	Distribution de Dirac associée à l'interface de la phase $k$	[-]
$\Delta P_S$	Perte de charge singulière imposée en sortie	[Pa]
$\varepsilon$	Dissipation turbulente	[m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
$\varepsilon_{Vol}$	Critère de conservation du volume	[-]
$\gamma$	Angle utilisé pour modéliser l'ouverture de la vanne (FIG. 3.5 (c))	[°]
$\gamma_k$	Transfert interfacial de masse à la phase $k$	[kg.m <sup>-3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\lambda$	Conductivité thermique	[W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$\mu$	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\nu$	Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> .s]
$\Phi_{LS}$	Fonction distance à l'interface (méthodes Level Set)	[m]
$\Pi_k$	Transfert de chaleur interfacial pour la phase $k$	[W.m <sup>-3</sup> ]
$\varphi$	Flux de chaleur	[W.m <sup>2</sup> ]

$\psi$	Angle utilisé pour calculer l'angle d'ouverture limite de la vanne (voir Annexe B.2)	[°]
$\rho$	Masse volumique	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Tension de surface	[N.m <sup>-1</sup> ]
$\Sigma$	Densité d'aire interfaciale	[m <sup>-1</sup> ]
$\Sigma_k^{Re}$	Tenseur des contraintes turbulentes de la phase $k$	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$\tau$	Tenseur des contraintes visqueuses	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$\tau_{sat}$	Constante de temps caractéristique du retour à la saturation	[s]
$\tau_0$	Temps d'ouverture de la vanne du LEGI	[s]
$\theta$	Angle d'ouverture de la vanne à boisseau	[°]
$\theta'$	Angle utilisé pour modéliser l'ouverture de la vanne (FIG. 3.5 (c))	[°]
$\theta_{Ouv}$	Angle d'ouverture limite de la vanne à boisseau	[°]
$\zeta$	Coefficient de perte de charge	[-]
$\zeta_{amont}$	Coefficient de perte de charge du circuit amont	[-]
$\omega$	Vitesse locale de propagation de l'interface	[m.s <sup>-1</sup> ]

### Indices

<i>atm</i>	Atmosphérique
<i>b</i>	Bulle
<i>c</i>	Indice de la phase continue
<i>C</i>	Canne
<i>Cv</i>	Convectif
<i>Cel</i>	Cellule
<i>D</i>	Dôme
<i>Deb</i>	Débitant
<i>Dyn</i>	Dynamique
<i>E</i>	Vaporisation
<i>Eff</i>	Effectif
<i>Exp</i>	Expérimental
<i>Ext</i>	Externe
<i>f</i>	Frottement
<i>g</i>	Gaz
<i>Inj</i>	Injecteur
<i>k</i>	Indice de la phase
<i>l</i>	Liquide
<i>m</i>	Mélange
<i>Maill</i>	Maillage
<i>Max</i>	Maximal
<i>Min</i>	Minimal
<i>Mod</i>	Modèle 1D
<i>Moy</i>	Moyenne
<i>Num</i>	Numérique
<i>p</i>	Indice de la phase dispersée
<i>Q</i>	Quenching
<i>R</i>	Retard
<i>Ref</i>	Référence
<i>s</i>	Singulière
<i>sat</i>	Saturation
<i>Stat</i>	Stationnaire

<i>tot</i>	Total
<i>Vol</i>	Volumique
<i>wall</i>	Paroi
$\delta$	Indice correspondant à un point de la sous-couche turbulente du fluide

### Exposants

<i>c</i>	Exposant qui désigne la contribution au cœur de l'écoulement
<i>lam</i>	Exposant qui désigne la contribution laminaire
<i>(n)</i>	Exposant qui désigne l'injecteur <i>n</i> (Exemple : $Q^{(n)}$ désigne le débit de l'injecteur <i>n</i> )
<i>nuc</i>	Exposant qui désigne la contribution par ébullition nucléée
<i>t</i>	Exposant qui désigne une grandeur turbulente
<i>turb</i>	Exposant qui désigne la contribution turbulente
$\sigma$	Exposant qui fait référence à l'interface
+	Exposant qui désigne une grandeur adimensionnée
*	Exposant qui désigne une grandeur moyenne par injecteur (Exemple : $Q^*$ désigne le débit moyen par injecteur, c'est-à-dire divisé par le nombre total d'injecteurs)

### Nombre adimensionnel

<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>We</i>	Nombre de Weber

### Sigles

<i>CNES</i>	Centre National d'Etudes Spatiales
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation
<i>EAP</i>	Étage d'Accélération à Poudre
<i>EDF</i>	Électricité de France
<i>EPC</i>	Étage Principal Cryotechnique
<i>ESA</i>	European Space Agency
<i>ESC</i>	Étage Supérieur Cryotechnique
<i>GTO</i>	Orbite de Transfert Géostationnaire
<i>IMFT</i>	Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
<i>IUSTI</i>	Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels
<i>LEGI</i>	Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>LH<sub>2</sub></i>	Hydrogène Liquide
<i>LIM</i>	Large Interface Model
<i>LOX</i>	Oxygène Liquide
<i>NGL</i>	Next-Generation Launcher
<i>ME</i>	Midlife Evolution
<i>URANS</i>	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
<i>VCO</i>	Vanne Chambre Oxygène
<i>VCH</i>	Vanne Chambre Hydrogène

# Introduction

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre général des études visant à la fiabilisation du nouveau moteur Vinci de l'Étage Supérieur Cryogénique du lanceur Ariane 5. Vinci est développé par Snecma en coopération avec ses partenaires européens au titre d'un programme de l'ESA, dont la maîtrise d'ouvrage est déléguée au CNES. Ce moteur cryogénique est destiné à la prochaine amélioration du lanceur Ariane 5 à l'horizon 2016-2017 et / ou à la génération suivante de Lanceur (Ariane 6) à l'horizon 2021. Il présente la particularité d'être plusieurs fois réallumable en vol afin de déposer des satellites sur différentes orbites. Cette nouvelle fonction nécessite donc de maîtriser les phases de rallumage dans des conditions spatiales sévères, en tenant compte des conditions de vide, de microgravité et de température de l'ordre de quelques degrés Kelvin, qui ne sont pas reproductibles au sol.

Le moteur cryogénique Vinci est constitué d'un dôme LOX alimenté en oxygène liquide (LOX) par une canne d'alimentation. L'injection liquide en entrée de cette canne est contrôlée par une vanne principale. Le mélange liquide / gaz qui se forme dans le dôme est injecté dans la chambre de combustion à travers une plaque d'injection constituée de 122 injecteurs. Par conséquent, la répartition de l'écoulement au niveau de la plaque d'injection pilote la phase d'allumage du moteur, de la phase d'ouverture de la vanne principale à sa phase de fermeture. Dès que la vanne principale est ouverte, l'oxygène liquide pénètre dans le dôme qui est balayé par de l'hélium gazeux à haute température. La topologie de l'écoulement au sein du dôme évolue donc considérablement dans les premiers instants du remplissage en LOX. Au contact des parois du dôme et de l'hélium, le liquide s'évapore rapidement (phénomène appelé *flashing*) dans les premiers instants, puis plus modérément. De plus, le remplissage est affecté par la microgravité. Tous ces phénomènes peuvent modifier sévèrement le transfert de chaleur, ce qui peut affecter le rallumage du moteur.

Pour fiabiliser les phases de rallumage, il est primordial de se placer dans les conditions de vol. Or ces conditions de vol (microgravité, vide, température de l'ordre de quelques degrés Kelvin) sont telles qu'il est impossible de les reproduire de façon représentative au cours d'essais au sol pour qualifier le moteur Vinci.

C'est pourquoi, un programme de recherche nommé « Étude du remplissage de la cavité d'injection » a été mis en place par le CNES et Snecma, dans le but de caractériser le transitoire de remplissage du dôme LOX et d'identifier les phénomènes qui entrent en jeu, afin de connaître les conditions aux limites en sortie des injecteurs qui sont déterminantes pour appréhender la phase d'allumage dans la chambre de combustion. Une pré-étude a mis en évidence le besoin de découpler les phénomènes présentant des temps caractéristiques courts (avec la détente « flash ») de ceux présentant des temps caractéristiques plus longs. Une partie de ce projet consiste ainsi à appréhender le remplissage du dôme LOX sans prendre en compte la vaporisation flash (aux temps caractéristiques courts), à la fois par une étude expérimentale réalisée au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) et une étude numérique menée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT).

L'objectif de ces travaux expérimentaux est de mettre en œuvre des expériences simples et re-

productibles, afin d'acquérir une base de données expérimentales suffisamment étendue pour valider les modèles numériques à différents nombres de Weber.

En ce qui concerne l'aspect numérique, aucun outil n'est capable à ce jour de répondre à la problématique des écoulements fortement instationnaires, diphasiques, évoluant d'un écoulement fortement dispersé à un écoulement monophasique, d'après une pré-étude de Snecma. À l'issue d'un benchmark, le code de recherche NEPTUNE\_CFD a été sélectionné pour modéliser le remplissage du dôme LOX. Les travaux de thèse présentés ici consistent à simuler à l'aide du code de calcul NEPTUNE\_CFD le remplissage transitoire du dôme de la maquette expérimentale du LEGI aux temps longs.

Pour mener l'étude numérique, il est nécessaire en premier lieu de se placer dans les configurations expérimentales. Le champ de gravité terrestre et la pression atmosphérique auxquelles les expériences au LEGI sont soumises, sont donc prises en compte. Par ailleurs, il faut considérer les mêmes fluides de similitude conservant le nombre de Weber : l'eau pour le remplissage et l'air initialement présent dans la cavité. En ce qui concerne le maillage, sa géométrie doit correspondre à la maquette expérimentale du LEGI. Comme dans les premiers essais expérimentaux, le gaz de balayage et les transferts thermiques (entre fluides ou entre la paroi et les fluides) ne sont pas pris en compte dans les simulations numériques. Enfin il est nécessaire de prendre en compte la dynamique d'ouverture de la vanne à boisseau entre  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  pour avoir les mêmes conditions d'entrée (notamment au niveau de la surface d'ouverture et du débit d'injection d'eau en entrée) que dans les expériences menées.

L'objectif de ces études est de comprendre et d'identifier les phénomènes qui sont impliqués dans le remplissage du dôme d'alimentation de la maquette LEGI, à l'aide de la simulation numérique. Le but des travaux présentés est de démontrer la faisabilité d'un calcul 3D instationnaire diphasique du remplissage du dôme oxygène du moteur-fusée Vinci avec le code industriel NEPTUNE\_CFD, en prenant en compte la géométrie réelle et les phénomènes physiques prépondérants. La comparaison des prédictions numériques avec les résultats expérimentaux permettra d'évaluer la capacité du code à prédire l'écoulement lors de la phase transitoire de remplissage du dôme d'alimentation de la maquette LEGI, à l'aide des modèles de fermeture disponibles. Au préalable, plusieurs études de sensibilité sur les modèles de fermeture devront être menées pour estimer leur influence sur les résultats des simulations.

Ce manuscrit s'articule de la façon suivante :

Dans un premier chapitre, nous allons décrire globalement le problème et particulièrement le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse numérique menée à l'IMFT. Nous allons en particulier présenter le lanceur Ariane 5, ainsi que son nouveau moteur cryogénique Vinci avant d'expliquer la logique globale des travaux.

Dans un second chapitre, nous exposerons rapidement les différentes méthodes envisageables pour modéliser les écoulements hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires. Nous donnerons ensuite une présentation générale du code de calcul retenu pour cette étude : NEPTUNE\_CFD. Puis nous détaillerons les équations de conservation simplifiée pour le cas qui nous intéresse sans transfert de masse et de chaleur. Pour finir, nous exposerons les modèles de fermeture sélectionnés pour modéliser les écoulements liquide / gaz instationnaires, notamment au niveau de la modélisation de la turbulence et de la modélisation de la traînée dans le transfert de quantité de mouvement, avant d'exposer la loi de paroi retenue pour notre configuration.

Dans un troisième chapitre, nous décrirons les maillages retenus pour nos études, les paramètres imposés ainsi que les choix de modélisation effectués, puis les conditions aux limites imposées dans un cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , correspondant à une expérience menée au LEGI, avant d'analyser les premiers résultats de la simulation numérique de ce cas de référence.

Dans un quatrième chapitre, nous présenterons des études menées à partir de cas-test sur un injecteur isolé. Ces études permettront de comprendre l'origine de la surestimation de la pression de la simulation numérique par rapport aux données expérimentales du LEGI, qui est détectée au Chapitre 3.

Dans un cinquième chapitre, nous décrirons des études de sensibilité aux conditions de la simulation. Ces études menées au préalable justifieront les options et les modèles sélectionnés pour les cas de référence exposés aux Chapitres 3 et 6, en montrant que les choix effectués sont soit mieux adaptés, soit sans impact sur nos résultats.

Dans un dernier chapitre, nous nous replacerons dans la configuration des expériences menées en choisissant trois cas de référence correspondant aux trois nombres de Weber de référence suivant :  $We_{Ref} = 4,74 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Après avoir détaillé les outils de comparaison et d'analyse mis en place pour à la fois caractériser l'écoulement et comparer les résultats des simulations numériques aux résultats expérimentaux, nous analyserons en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,74 \times 10^4$ . Nous comparerons ensuite les trois cas expérimentaux simulés.

Enfin nous terminerons ce manuscrit par une synthèse des travaux effectués et des résultats obtenus, avant de présenter quelques perspectives.



# Chapitre 1

## Présentation générale du problème

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Le lanceur Ariane 5</b>	<b>5</b>
1.1.1	Composants du lanceur	6
1.1.2	Évolutions du lanceur Ariane 5	9
<b>1.2</b>	<b>Le nouveau moteur cryogénique Vinci</b>	<b>11</b>
1.2.1	Caractéristiques générales du moteur Vinci	11
1.2.2	Allumage du moteur Vinci	13
1.2.3	Transitoire de remplissage du dôme LOX	14
1.2.4	Problématique	16
<b>1.3</b>	<b>Logique globale des travaux</b>	<b>16</b>
1.3.1	Décomposition du problème	16
1.3.2	Étude expérimentale aux temps longs menée au LEGI	17
1.3.3	Étude numérique aux temps longs menée à l'IMFT	24

---

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre général des études visant à la fiabilisation du nouveau moteur cryogénique Vinci de l'Étage Supérieur Cryogénique du lanceur Ariane 5. Vinci est développé par Snecma en coopération avec ses partenaires européens au titre d'un programme de l'ESA, dont la maîtrise d'ouvrage est déléguée au CNES. Ce moteur est destiné à la prochaine amélioration du lanceur Ariane 5 à l'horizon 2016-2017 et / ou à la génération suivante de Lanceur (Ariane 6) à l'horizon 2021. Le moteur Vinci présente la particularité bien spécifique d'être plusieurs fois réallumable en vol afin de déposer des satellites sur différentes orbites. Cette nouvelle fonction nécessite donc de maîtriser les phases de rallumage dans des conditions spatiales sévères en tenant compte du vide, de la microgravité et de température de l'ordre de quelques degrés Kelvin.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le lanceur Ariane 5 ainsi que son moteur Vinci, avant de présenter plus spécifiquement la façon dont s'intègrent ces travaux dans le développement de ce moteur.

### 1.1 Le lanceur Ariane 5

Dès 1973, Charles Hanin, Président de la conférence spatiale européenne affirmait : « Ariane est un symbole fort de ce que l'Europe est capable de réaliser lorsqu'elle est unie ». Depuis son premier tir le 24 décembre 1979, le lanceur Ariane s'est déjà envolé plus de 200 fois de la terre guyanaise, dans ses versions successives.



Face à la croissance des masses à satelliser, au besoin d'accéder à l'orbite basse et à la concurrence qui conduit à améliorer la fiabilité tout en réduisant les coûts, les ministres européens des affaires spatiales décident le 10 et 11 novembre 1987 de développer à partir de 1995 un nouveau lanceur : Ariane 5. Son but est de placer des satellites en orbite géostationnaire et des charges lourdes en orbites basses. Ariane 5 remplace Ariane 4 dont les capacités limitées ne permettent plus de lancer de manière concurrentielle les satellites de télécommunications de masse croissante. Ce lanceur n'est pas « qualifié » pour des vols habités, le projet de navette européenne Hermès finalement trop coûteux ayant été abandonné en 1992. Le programme Ariane 5 est dirigé par l'Agence Spatiale Européenne (ESA), maître d'ouvrage, et sa réalisation est assurée par le Centre National d'Études Spatiales (CNES), maître d'œuvre. La société Arianespace se charge de la commercialisation du lanceur et de la conduite des opérations de lancement sur le site de Kourou.

Ce lanceur s'inscrit dans la continuité de la filière, gage de succès depuis 1979. S'appuyant sur l'acquis technologique des précédents lanceurs, Ariane 5 est conçue dans un souci de simplicité et de fiabilité. Plus puissante que ses prédécesseurs, Ariane 5 prolonge la filière Ariane tout en anticipant les besoins du marché. Elle assure l'indépendance européenne dans le domaine de l'accès à l'espace et maintient la position de l'Europe sur le marché des vols commerciaux, en ayant un fort potentiel d'évolution et en étant compétitive. Le programme Ariane 5, élément central de la politique spatiale européenne, est un succès commercial détenant plus de 50% de parts de marché des lancements en orbite géostationnaire.

### **1.1.1 Composants du lanceur**

Toutes les versions du lanceur Ariane 5 sont constituées d'un étage principal cryotechnique, de deux propulseurs à propergol solide fournissant 90% de la poussée sur les premières 120 s de vol et d'un étage supérieur, la plupart du temps cryotechnique (comme dans la version « ECA » d'Ariane 5).

Afin de suivre l'évolution des satellites, l'ESA et le CNES ont lancé le programme Ariane 5 Evolution. Ce programme doit permettre d'augmenter la puissance d'Ariane 5 en améliorant les performances des composants inférieurs du lanceur (l'étage cryotechnique et les propulseurs à propergol solide). Un second programme, Ariane 5 Plus, a également été lancé afin d'améliorer les performances et de développer la versatilité de l'étage supérieur.

Dans cette partie, nous allons détailler les différents constituants du lanceur Ariane 5 (voir Figure 1.1). Selon la terminologie de son constructeur, Ariane 5 comprend le composite inférieur, partie du lanceur mise à feu avant le décollage et le composite supérieur qui regroupe la case à équipement, le deuxième étage ainsi que les charges utiles (pour un lancement « double ») avec sa coiffe.

#### **1.1.1.a Composite inférieur du lanceur**

##### ***L'Étage d'Accélération à Poudre (EAP)***

Constitué de deux moteurs à Propergol Solide (MPS), l'Étage d'Accélération à Poudre (EAP) fournit plus de 90% de la poussée nécessaire pour arracher du sol les 700 tonnes du lanceur et l'emmener en deux minutes à 70 km d'altitude. Ensuite ces deux éléments sont dissociés du lanceur et retombent au large des côtes guyanaises.

##### ***L'Étage Principal Cryotechnique (EPC)***

D'un diamètre de 5,4 m et d'une hauteur de 30,5 m, l'Étage Principal Cryotechnique (EPC)

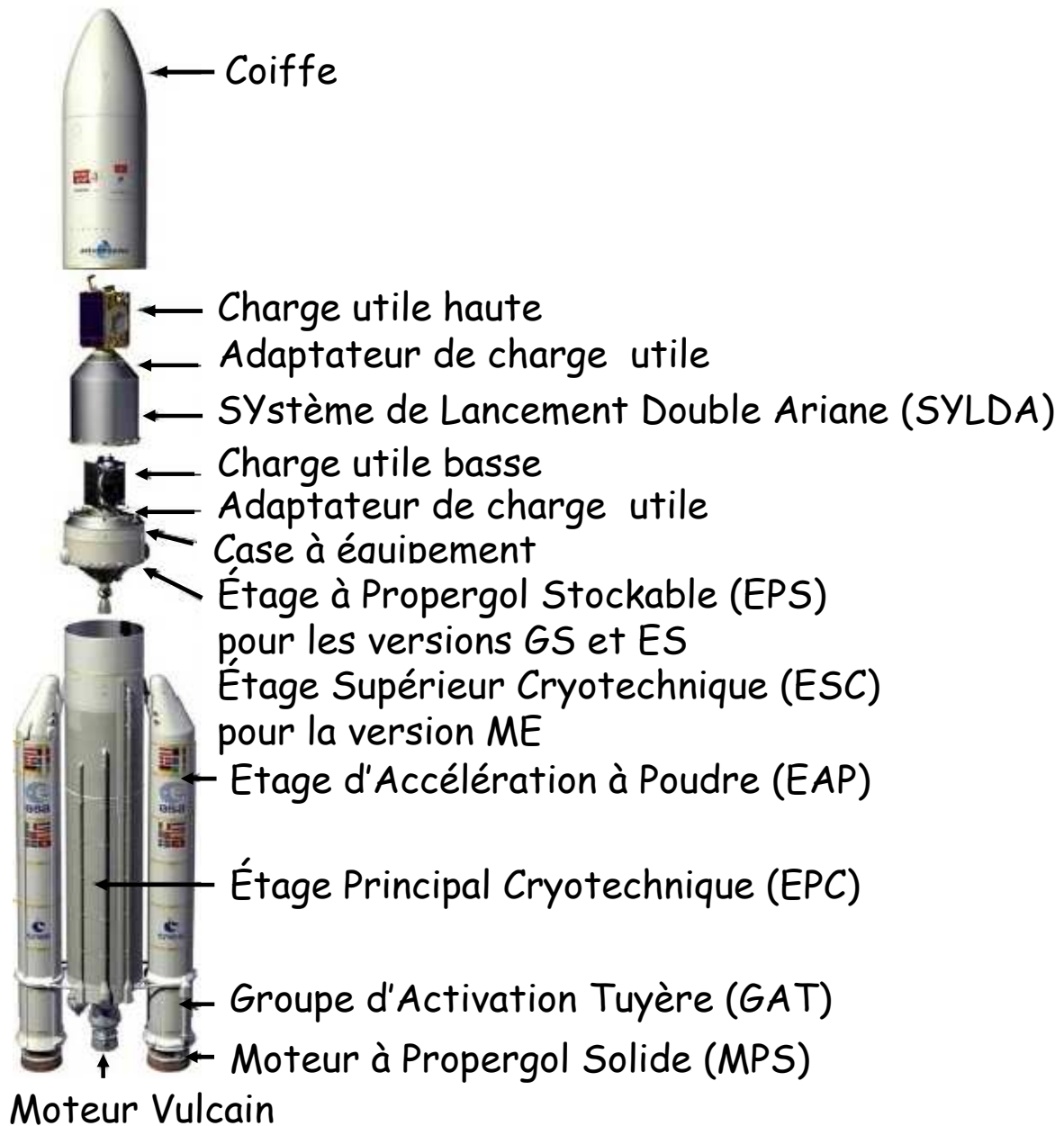


FIG. 1.1 : Coupe verticale du lanceur Ariane 5.

est l'élément principal du lanceur sur lequel sont fixés les propulseurs de l'Étage d'Accélération à Poudre et supporte l'Étage Supérieur Cryotechnique. Le passage à la version améliorée ECA d'Ariane 5 a conduit à développer un moteur cryogénique plus puissant, Vulcain 2 qui contribue pour près d'un tiers à l'augmentation de la charge utile en orbite de transfert géostationnaire. De plus, sa poussée est passée de 1 140 kN à 1340 kN par rapport au modèle de base, par augmentation des ergols consommés (l'hydrogène et l'oxygène liquides). Ces ergols sont contenus dans les deux compartiments d'un réservoir à fond commun, qui constitue en même temps la structure de l'étage. L'EPC fonctionne neuf minutes et atteint dans le cas d'un lancement vers une orbite de transfert géostationnaire (GTO) une vitesse par rapport à la Terre d'environ 6 800 m/s à une altitude proche de 200 km. Une fois épuisé, il est abandonné et retombe dans le Pacifique.

### **1.1.1.b Composite supérieur du lanceur**

#### ***L'Étage Supérieur Cryotechnique (ESC-A)***

Principale innovation d'Ariane 5 ECA (qui lui a donné son appellation), l'Étage Supérieur Cryotechnique (ESC-A) remplace l'Étage à Propergols stockables (EPS), deuxième étage d'Ariane 4. L'ESC-A est basé sur le troisième étage d'Ariane 4. De nombreux éléments de cet étage, dont le moteur HM-7B, ont été repris sur l'ESC-A, avec un fonctionnement de 16 minutes au lieu de 13 à la base. Par ailleurs, certains de ses composants comme le réservoir d'hydrogène ont une conception complètement nouvelle. La forme de ces réservoirs, concentriques et imbriqués l'un dans l'autre, est dictée par la nécessité de limiter la hauteur totale des bâtiments d'assemblage du lanceur. Le réservoir extérieur est conçu pour supporter le ou les satellites, leur adaptateur et la coiffe. L'ESC-A transporte 14,4 tonnes d'ergols cryotechniques (oxygène et hydrogène comme pour l'EPS) à très basse température.

En fin de vol, l'étage supérieur injecte le ou les satellites sur l'orbite assignée. Dans le cas le plus courant d'une orbite de transfert géostationnaire, si la masse de charge utile est inférieure à la capacité maximale d'Ariane 5, l'injection a lieu au-delà du périégée, ce qui donne le bénéfice d'une vitesse plus élevée à l'apogée qu'avec un transfert classique.

#### ***La case à équipements***

La case à équipements accueille le système de contrôle et de guidage du lanceur. Dans le cas d'une Ariane 5 ECA, celle-ci est située au-dessus de l'ESC. Elle est le véritable poste de pilotage du lanceur qui orchestre l'ensemble des contrôles et des commandes de vol. Les ordres de pilotage sont donnés par les calculateurs de bord via des équipements électroniques, à partir des informations fournies par les centrales de guidage. Ces calculateurs envoient également au lanceur tous les ordres nécessaires à son fonctionnement, tels que l'allumage des moteurs, la séparation des étages et le largage des satellites embarqués. Tous les équipements sont doublés (redondance), pour qu'en cas de défaillance de l'un des deux systèmes, la mission puisse se poursuivre.

#### ***La charge utile***

La charge utile est constituée par les satellites qui doivent être placés sur orbite. Pour permettre les lancements de plusieurs satellites, ceux-ci sont disposés sous la coiffe dans un module SPELTRA (Structure Porteuse Externe pour Lancements Multiples) ou SYLDA (SYstème de Lancement Double Ariane). Ces modules permettent de placer en orbite deux satellites distincts, l'un après l'autre : un des satellites est positionné sur le module SPELTRA ou SYLDA, l'autre à

l'intérieur. Les charges utiles et le séparateur sont largués durant la quatrième phase de vol : la phase balistique (c'est-à-dire après la fin de la phase de propulsion, quand la poussée du moteur a pris fin). Selon les caractéristiques de la mission les largages peuvent être faits immédiatement ou plusieurs dizaines de minutes après le début de cette phase. Les actions effectuées sont des mises en rotation, des éloignements, etc.

### *La coiffe*

La coiffe protège les charges utiles durant le vol dans l'atmosphère. Elle est larguée dès qu'il n'y a plus de frottement. Ce largage est effectué peu après le largage des EAP, à une altitude d'environ 110 km.

#### 1.1.1.c Récapitulatif du déroulement d'un vol

Un lancement dure entre 25 et 35 minutes. Du décollage à la libération de la charge utile, la mission du lanceur suit un protocole précis et détaillé, en quatre étapes repérées sur le schéma de la Figure 1.2.

1. Après vérifications et remplissage de l'EPC, son moteur, Vulcain 2, est allumé. Puis c'est au tour des deux Moteurs à Propergols Solides (MPS) de l'EAP d'être allumés. Ces deux derniers fournissent pendant environ deux minutes une poussée permettant de faire décoller verticalement le lanceur du pas de tir et de le mettre le plus vite possible hors atmosphère. À 70 km d'altitude environ, ces deux éléments sont ensuite séparés du corps principal grâce à des petites fusées de séparation.
2. Une fois que le lanceur est sorti de l'atmosphère, la coiffe qui protège sa tête, devient inutile. Elle se détache une minute après, à 110 km d'altitude environ.
3. Le moteur Vulcain 2 continue encore sa poussée pendant 6 minutes. Puis une fois ses réservoirs vidés, l'EPC est largué à son tour vers 200 km d'altitude, laissant son rôle au deuxième étage.
4. Le lanceur adopte ensuite progressivement une trajectoire horizontale. Au cours des dernières minutes de vol, le lanceur ne gagne plus d'altitude. Lorsque la vitesse souhaitée est atteinte, le moteur de l'ESC-A s'éteint, après 16 minutes de propulsion. Le lanceur libère la charge utile en lui communiquant sa vitesse. Les satellites se déploient en atteignant l'orbite géostationnaire.

#### 1.1.2 Évolutions du lanceur Ariane 5

Plusieurs versions du lanceur ont été développées, de la version générique Ariane 5 G plus puissant qu'Ariane 4, à la version actuelle ECA.

### *Ariane 5 ECA et ses limites*

La version ECA, la plus récente d'Ariane 5, peut placer jusqu'à 10 tonnes de charge utile en orbite de transfert géostationnaire et 20 tonnes en orbite basse. Depuis fin 2009, c'est la seule version utilisée pour lancer les satellites commerciaux. Elle a été tirée 54 fois entre le 11 décembre 2002 et le 7 février 2013, avec un seul échec lié à une défaillance du moteur Vulcain 2.

Ariane peut rester concurrentielle tant qu'elle est capable de lancer deux satellites en orbite géostationnaire. Or, la croissance du poids des satellites géostationnaires pourrait remettre en question la position bien établie du lanceur sur le segment des satellites commerciaux en orbite

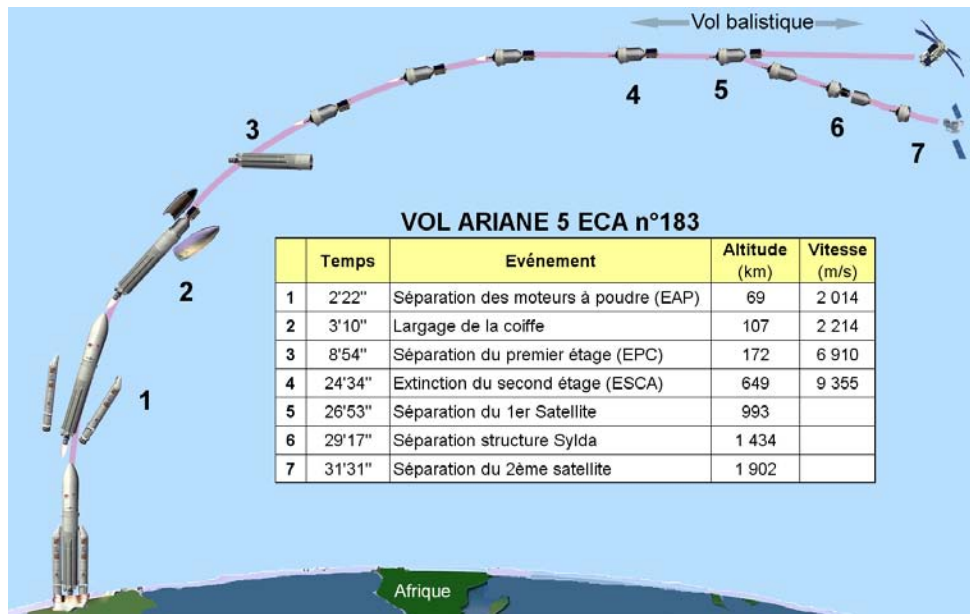


FIG. 1.2 : Schéma des étapes du vol du lanceur Ariane 5 ECA.

géostationnaire. À titre d'exemple, le satellite TerreStar-1 (de 6,7 tonnes au lancement) a établi un nouveau record de masse, mais le lanceur Ariane 5, chargé de le placer en orbite n'a pu effectuer de double lancement et le prix du lancement a dû être entièrement acquitté par le seul opérateur de TerreStar-1. Si cette situation se généralisait, les lanceurs aux capacités plus faibles et optimisés pour un lancement simple (comme Proton-M d'ILS et Zenit-3) deviendraient alors plus concurrentiels qu'ils ne le sont actuellement.

Par ailleurs, le deuxième étage d'Ariane 5 ne peut être réallumé contrairement aux lanceurs Zenit et Proton, qui utilisent cette technologie depuis plusieurs décennies. Le lancement du satellite militaire italien Sicral-1B a ainsi été confié le 20 avril 2009 au lanceur russo-ukrainien Zenit-3 et non au lanceur Ariane 5.

Dans un marché devenu très concurrentiel, l'Europe ne peut pas se permettre de rater ces virages. Ariane 5 ECA est arrivée aux limites de sa capacité d'export.

### *Ariane 5 ME et Ariane 6*

Pour pallier les limitations de la version ECA, une version ME (pour Midlife Evolution) du lanceur Ariane 5 est en cours de développement. Son premier lancement est prévu pour 2017. Ariane 5 ME est un programme de l'ESA présenté comme une version intermédiaire avant Ariane 6 également dénommée Next-Generation Launcher (NGL) [52], le lanceur qui doit succéder à l'actuelle famille Ariane 5. Anciennement dénommée Ariane 5 ECB, cette version d'Ariane 5 doit porter les capacités de lancement de l'actuelle Ariane 5 ECA de 10 à 12 tonnes en orbite de transfert géostationnaire. La version 5 ME comportera un nouvel étage supérieur cryogénique et réallumable qui utilise le nouveau moteur Vinci, plus puissant que le moteur HM7-B. Par ailleurs, quelle que soit la configuration retenue pour Ariane 6, son étage supérieur sera toujours basé sur le moteur Vinci d'Ariane ME.

## 1.2 Le nouveau moteur cryogénique Vinci

Réallumable en vol et équipé d'un divergent déployable, le moteur Vinci est destiné à la prochaine amélioration du lanceur Ariane 5 ME au niveau de son Étage Supérieur Cryotechnique, à l'horizon 2016-2017, en remplacement du moteur HM7-B d'Ariane 5 ECA. Il est destiné à porter la capacité du lanceur à 12 tonnes de charges utiles en orbite de transfert géostationnaire, soit deux tonnes de plus qu'avec HM7-B. Deux premiers exemplaires du moteur ont déjà été testés en essais à feu et les essais de déploiement du divergent déployable ont été réalisés avec succès le 19 septembre 2008. En novembre 2008, la poursuite du développement du moteur Vinci est décidée à la conférence des ministres européens de l'Espace. Depuis cette date, les travaux menés sur Vinci s'inscrivent désormais dans le cadre du programme Ariane 5 de l'ESA, dont la maîtrise d'ouvrage est déléguée au CNES. Snecma, en maître d'œuvre, pilote et coordonne les activités de ses partenaires industriels européens, notamment Astrium, Fiat Avio, Volvo Aero et Techspace Aero (groupe Safran). Au 1<sup>er</sup> octobre 2012, 65 essais de moteur ont déjà été réalisés pour une durée cumulée de 14 000 s. Le 3<sup>ème</sup> moteur de développement a cumulé près de 6 300 s de fonctionnement en conditions opérationnelles de vol, soit neuf fois la durée du vol.

### 1.2.1 Caractéristiques générales du moteur Vinci

Le moteur cryogénique Vinci (FIG. 1.3 (a)) représente une évolution importante par rapport au moteur HM7-B qu'il remplace au niveau de l'Étage Supérieur Cryogénique d'Ariane 5 [59, 3, 40]. Ses caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau 1.1.

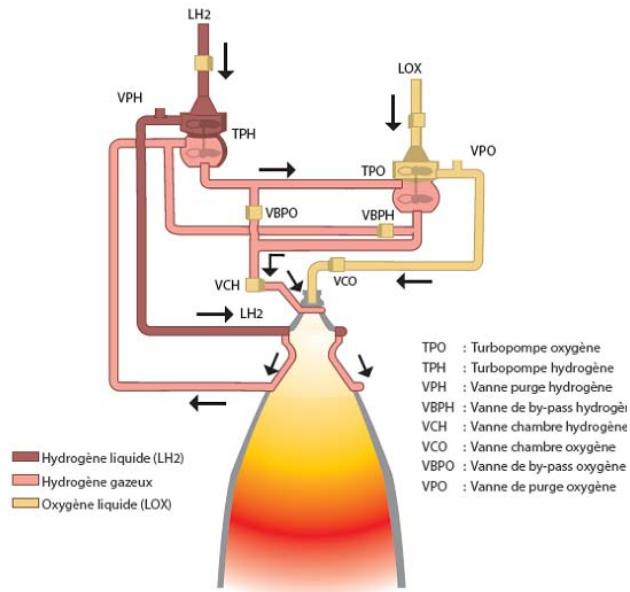
Type	Cryotechnique
Poussée dans le vide [kN]	180
Impulsion spécifique [s]	465
Type de cycle thermodynamique	Cycle Expander
Divergent	Déployable en matériau composite
Nombre de rallumages	5
Pression de combustion [bar]	60
Couple d'ergols	LOX - LH <sub>2</sub>
Débits d'ergols [kg/s]	LOX : 33,70 - LH <sub>2</sub> : 5,80
Rapport de mélange [kg/s]	5,80
Vitesse de rotation des turbopompes [tr/min]	LOX : 18 000 - LH <sub>2</sub> : 90 000
Puissance des turbines [kW]	LOX : 350 - LH <sub>2</sub> : 2 800
Hauteur [m]	Replié : 2,37 - Déployé : 4,20
Diamètre de sortie de la tuyère [m]	2,20

TAB. 1.1 : Caractéristiques du moteur-fusée Vinci.

Ce moteur-fusée fonctionnera avec le même couple d'ergols que le HM7-B : de l'hydrogène liquide (LH<sub>2</sub>) et de l'oxygène liquide (LOX), mais aura une poussée plus élevée : 180 kN contre 65 kN pour HM7-B. La capacité d'Ariane 5 ME pour les lancements doubles est portée à 12 tonnes de charges utiles sur une orbite de transfert géostationnaire avec Vinci (contre 10 tonnes pour HM7-B). Mais Vinci diffère surtout de ce dernier par son cycle thermodynamique plus évolué et un divergent en composite réfractaire non refroidi. L'un et l'autre permettent d'utiliser la totalité de l'hydrogène dans la chambre propulsive de façon à améliorer l'impulsion spécifique  $I_{sp}$  qui évalue l'efficacité du système de propulsion (concrètement la durée pendant laquelle un kilogramme d'ergol peut générer une poussée de 10 N). Le rendement du moteur Vinci sera ainsi supérieur à celui du HM7-B avec une impulsion spécifique de 465 s contre 446 s



(a) Moteur Vinci avec divergent déployé.



(b) Schéma de fonctionnement du moteur Vinci.

FIG. 1.3 : Moteur-fusée Vinci.

pour HM7-B.

Dans les moteurs actuels, les gaz qui servent à faire tourner les turbines sont produits dans une chambre de combustion auxiliaire appelée « générateur de gaz », ce qui consomme une partie des ergols transportés au détriment de la poussée. L'amélioration apportée par Vinci consiste à utiliser la technique du cycle Expander. Dans un tel cycle, l'hydrogène liquide passe dans l'épaisseur de la paroi de la chambre de combustion, afin de la refroidir et d'acquérir simultanément l'énergie nécessaire pour entraîner les turbines des deux turbopompes d'alimentation en ergol. Après ce parcours, l'hydrogène rejoint à l'état gazeux l'oxygène liquide dans la chambre de combustion (se référer au schéma de fonctionnement du moteur Vinci sur la Figure 1.3 (b)). C'est donc la totalité du flux d'hydrogène qui est éjectée par la tuyère, ce qui contribue à la qualité de l'impulsion spécifique.

Enfin, ce moteur-fusée possède la particularité d'être cinq fois réallumable. Cette caractéristique « versatile » permet d'élargir le champ des missions du lanceur. Ainsi, il devient possible de larguer des charges utiles soit à différentes altitudes, soit sur des orbites GTO/GTO+ [68, 9], ce qui permet de placer les satellites en deux points différents de l'orbite géostationnaire. GTO+ est une nouvelle orbite de transfert géostationnaire (GTO) classique, utilisée historiquement au cours des missions d'Ariane 5. L'apogée de l'orbite GTO est égale à l'altitude de l'orbite géostationnaire (GEO), tandis que son périhélie est à 200 km environ. L'orbite GTO+ a le même apogée à 200 km environ, mais son périhélie est beaucoup plus haut à environ 6 000 km. Dans le cadre d'une mission GTO/GTO+, une première charge utile est larguée de façon classique sur une orbite GTO, après l'arrêt du moteur Vinci. Après une phase balistique assez longue de 5,5 heures, le moteur Vinci est réallumé avec les ergols restant pour atteindre l'orbite GTO+. À la fin de son second boost, la seconde charge utile est injectée sur l'orbite GTO+ (voir Figure 1.4).

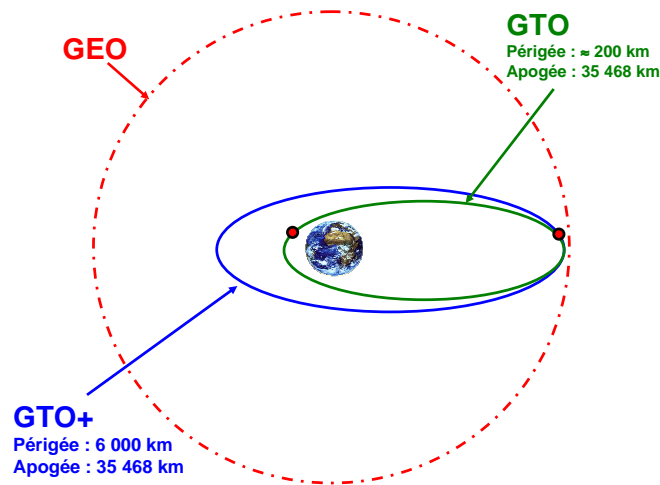


FIG. 1.4 : Mission d'Ariane 5 ME avec un rallumage.

### 1.2.2 Allumage du moteur Vinci

Après des phases balistiques, le moteur Vinci sera rallumé en vol dans des conditions de vide, en l'absence de gravité, ce qui constitue un véritable challenge. En effet, l'allumage et le rallumage sont des phases de fonctionnement critique pour les organes de combustion qui peuvent causer la perte du lanceur complet ou de la charge utile. Par exemple, une avance dans l'allumage peut perturber le largage d'une charge utile et entraîner la perte de son satellite. À l'inverse, un retard de l'allumage peut conduire à l'accumulation de combustibles dans la chambre de combustion. Une fois que la combustion est initiée, cette accumulation peut engendrer une violente surpression, qui peut détruire la chambre ou générer des instabilités de combustion qui dégraderont fortement le moteur. Ainsi, les vols V15 du lanceur Ariane 3 en 1985 et V18 d'Ariane 2 en 1986 se sont soldés par des échecs suite à un problème d'allumage de l'Étage Supérieur Cryotechnique.

Il est donc primordial pour Snecma de fiabiliser les phases de rallumage de son nouveau moteur Vinci dans le vide en microgravité.

#### 1.2.2.a Présentation des caractéristiques matériels

Avant de décrire la séquence de démarrage du Vinci, nous allons présenter les éléments du moteur qui vont nous intéresser.

Deux vannes commandent les écoulements du couple d'ergol LOX / LH<sub>2</sub> : la Vanne Chambre Hydrogène (VCH) et la Vanne Chambre Oxygène (VCO) (FIG. 1.3 (b)). La vanne VCO est une vanne à boisseau sphérique qui s'ouvre en deux temps : elle reste d'abord bloquée à 45° avant de s'ouvrir complètement.

Cette vanne est prolongée par une canne d'alimentation, au niveau de laquelle se trouve un piquage pour l'injection d'hélium dans la cavité d'injection qui poursuit la canne (voir Figure 1.5 (a)). La cavité d'injection pour l'oxygène se nomme dôme LOX. La Figure 1.5 (b) montre ce dôme retourné.

Au centre de ce dôme se trouve le corps de l'allumeur qui sert à initier la combustion dans la chambre. Les 122 injecteurs qui alimentent en LOX la chambre de combustion sont disposés en couronne autour de l'allumeur sur toute la surface de contact entre le dôme et la chambre propulsive. Une grille dans le dôme a pour fonction principale d'homogénéiser la pression en amont des injecteurs pour assurer une meilleure répartition des débits à l'injection.



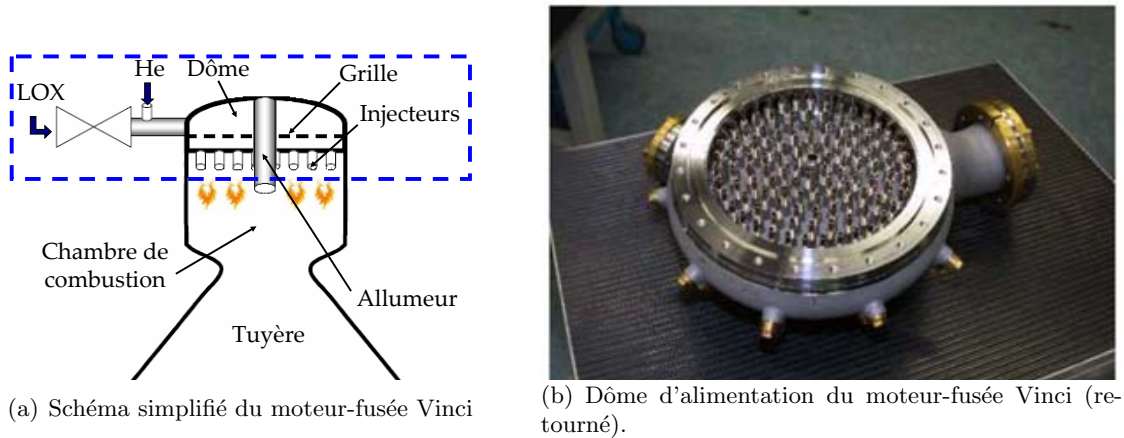


FIG. 1.5 : Constituant du moteur-fusée Vinci.

### 1.2.2.b Séquence de démarrage type

Initialement, les vannes VCH et VCO sont fermées. En amont de la vanne VCO, l'oxygène liquide est à une température de 90 K et à une pression de 3 bars, tandis qu'en aval l'hélium gazeux est à 300 K à quelques millibars. La pression dans la chambre de combustion et dans le dôme est de l'ordre de quelques millibars.

On peut décomposer le démarrage du moteur Vinci en une séquence type.

1. Activation du balayage à l'hélium.

L'hélium, gaz inerte, est injecté via le piquage positionné en aval de la vanne VCO. Il faut noter que le balayage à l'hélium du dôme LOX s'arrête automatiquement lorsque la pression dans le dôme LOX dépasse la pression de la commande hélium. Il permet d'éviter la remontée de gaz chauds (comme l'hydrogène qui pourrait réagir avec l'oxygène) de la chambre de combustion vers le dôme LOX en passant par la plaque d'injection de l'oxygène.

2. Activation de l'allumeur.

L'allumeur injecte des gaz chauds dans la chambre de combustion.

3. Ouverture de la Vanne Chambre Hydrogène (VCH).

Après avoir transité par la cavité d'injection de l'hydrogène, l'hydrogène pénètre dans la chambre de combustion en hydrogène.

4. Ouverture de la Vanne Chambre Oxygène (VCO).

Après être passé par le dôme LOX, l'oxygène arrive quelques millisecondes plus tard dans la chambre de combustion provoquant l'allumage du moteur Vinci.

### 1.2.3 Transitoire de remplissage du dôme LOX

C'est l'arrivée de l'oxygène dans la chambre de combustion, après celle de l'hydrogène, qui provoque l'allumage du moteur. Donc pour maîtriser la phase de rallumage, il est nécessaire de connaître les conditions aux limites en sortie de la plaque d'injection. Or, l'alimentation des injecteurs en oxygène est directement conditionnée par la nature de l'écoulement au sein du dôme LOX.

Dans cette partie, nous allons présenter la façon dont est sensé se dérouler le transitoire de remplissage du dôme LOX, en nous basant sur un rapport Snecma [58]. La partie du moteur qui nous intéresse est encadrée par des lignes discontinues sur le schéma de la Figure 1.5 (a).

### *Déroulement du remplissage*

Initialement, le balayage à l'hélium est activé. Le dôme LOX est rempli d'hélium à 300 K et impose une pression de quelques millibars. La vanne VCO s'ouvre. La pression en aval de cette vanne étant inférieure à la pression de saturation de l'oxygène liquide, il se produit un processus de détente quasi-instantané, la vaporisation flash du LOX. Il en résulte a priori un écoulement dispersé GOX / LOX en sortie de la vanne. Le balayage à l'hélium va diluer le GOX et vaporiser une partie des gouttes de LOX formées.

La vaporisation flash dure quelques millisecondes, le temps que la pression partielle en aval de la vanne VCO devienne supérieure à la pression de saturation de l'oxygène.

L'écoulement sortant de la vanne VCO est alors un écoulement majoritairement liquide à bulles qui sont créées par vaporisation locale du LOX au contact des parois chaudes. L'injection d'hélium, juste en aval de la vanne VCO modifie la structure de l'écoulement entrant dans le dôme. L'énergie mécanique provoque un morcellement des structures liquides sortant de la vanne, tandis que l'énergie thermique favorise la vaporisation du LOX. Ceci est à l'origine de la transition vers un écoulement dispersé (avec oxygène gazeux, hélium gazeux et gouttes de LOX). Par ailleurs, le balayage à l'hélium provoque une montée en pression dans le dôme, via la vaporisation et la limitation des débits massiques passant par les injecteurs.

La pression dans le dôme LOX finit par dépasser la pression de commande de l'hélium, le balayage à l'hélium s'arrête alors. L'hélium est évacué vers la chambre de combustion par le LOX. L'écoulement dans le dôme LOX devient majoritairement liquide. La phase gazeuse reste cependant présente, car les parois du dôme LOX étant très inertes et très massives, leur mise en froid sera relativement lente.

### *Une géométrie particulière à prendre en compte*

La géométrie particulière du dispositif avec une vanne à boisseau, un allumeur central et une plaque d'homogénéisation devraient fortement conditionner l'écoulement et la répartition des débits à l'injection lors du transitoire de démarrage.

Lors de l'ouverture de la vanne, la rotation du boisseau pourrait provoquer une dissymétrie de l'écoulement dans la conduite d'alimentation du dôme, sauf si l'énergie mécanique apportée par le balayage à l'hélium est suffisamment important pour casser la structure de l'écoulement.

La position de l'allumeur au centre du dôme va également influencer l'écoulement et la dynamique de remplissage. En effet, en pénétrant dans le dôme, l'écoulement va impacter l'allumeur central, qui va mener à une rupture et à une modification complète de son orientation.

La plaque d'homogénéisation dans le dôme devrait certainement jouer un rôle dans la répartition des débits à l'injection. Il faut toutefois préciser que cette plaque n'a pas été intégrée dans les premiers essais expérimentaux du LEGI et n'a donc pas été prise en compte dans les travaux numériques qui sont présentés ici.

### *Synthèse des phénomènes physiques à prendre en compte*

L'étude du transitoire du remplissage du dôme LOX fait intervenir de nombreux phénomènes physiques, dont :

- les écoulements diphasiques liquide / gaz,
- les transitions entre différents régimes d'écoulement (écoulement à bulles dans liquide, écoulement à gouttes dans gaz, écoulement annulaire, ...),
- les échanges thermiques pariétaux diphasiques (convection, ébullition, ...),

- la vaporisation par effet thermique,
- la vaporisation par effet de détente,
- l'impact d'un incondensable sur les processus de vaporisation,
- l'atomisation de jet,
- la coalescence de gouttes et de bulles,
- le jet impactant sur une paroi.

#### 1.2.4 Problématique

Les conditions de vol (microgravité, vide, température de l'ordre de quelques degrés Kelvin) sont telles qu'il est impossible de les reproduire de façon représentative au cours d'essais au sol pour qualifier le moteur Vinci.

Pour fiabiliser les phases de rallumage en vol, il est donc nécessaire d'appréhender ces phases par la modélisation et la simulation numérique, en analysant le comportement transitoire du remplissage du dôme d'alimentation en oxygène du moteur Vinci. En effet, le caractère diphasique de l'écoulement au sein du dôme LOX induit de grandes hétérogénéités au niveau de l'alimentation des injecteurs, qui peuvent directement impacter les conditions d'allumage du moteur. Maîtriser la phase de remplissage du dôme LOX est donc primordial pour fiabiliser la phase de rallumage au cours des vols spatiaux. Cette étude fournira en particulier les conditions aux limites en sortie des injecteurs qui sont déterminantes pour appréhender la phase d'allumage dans la chambre de combustion. Par exemple, il est intéressant de connaître l'impact de la répartition des ergols sur la plaque d'injection et dans les injecteurs, l'impact de la proportion diphasique de l'écoulement en entrée des injecteurs, l'impact de la distribution en vitesse et en taille des gouttes produites lors de l'atomisation des jets en sortie des injecteurs.

### 1.3 Logique globale des travaux

Pour simuler l'allumage du moteur Vinci dans la chambre de combustion en conditions réelles, il est nécessaire d'avoir accès aux conditions aux limites en sortie des injecteurs. Un projet nommé « Étude du remplissage de la cavité d'injection » a donc été mis en place, dans le but de caractériser le transitoire de remplissage du dôme LOX et d'identifier les phénomènes qui entrent en jeu.

#### 1.3.1 Décomposition du problème

Le CNES et Snecma sont les initiateurs de ce programme qu'ils pilotent et financent à parts égales. Ils ont choisi de décomposer ce projet d'étude en deux parties complémentaires : une partie expérimentale et une partie numérique.

La partie expérimentale de l'étude est réalisée par le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI). Une pré-étude a mis en évidence le besoin de découpler les phénomènes présentant des temps caractéristiques courts (avec la détente « flash ») de ceux présentant des temps caractéristiques plus longs. Une première thèse [22, 23] est donc dédiée à la vaporisation flash quand la pression dans la cavité est encore inférieure à la pression de saturation de l'oxygène (étude aux temps caractéristiques courts), tandis que la seconde [34] étudie le remplissage du dôme LOX sans prise en compte de la vaporisation flash une fois que la pression dans le dôme est supérieure à la pression de saturation de l'oxygène (étude aux temps caractéristiques longs). L'objectif de ces travaux de thèse est de mettre en œuvre des expériences simples et reproductibles, afin d'acquérir une base de données expérimentales suffisamment éten-

due pour valider les modèles numériques des codes de recherche utilisés.

La partie numérique est répartie entre l'IMFT et l'IUSTI. D'après une pré-étude de Snecma, aucun outil n'est capable à ce jour de répondre à la problématique des écoulements fortement instationnaires, diphasiques, évoluant d'un écoulement fortement dispersé à un écoulement monophasique. Il est donc nécessaire de développer un outil capable de simuler la phase transitoire du remplissage de la cavité. À l'issue d'un benchmark effectué par Snecma, deux codes de calcul ont été sélectionnés pour modéliser le remplissage du dôme LOX : NEPTUNE\_CFD et LEONARD. Deux thèses sont donc menées en parallèle, afin d'étudier le transitoire du remplissage du dôme LOX du moteur Vinci.

- Une thèse est menée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) avec le code de recherche NEPTUNE\_CFD [80, 64]. Ces travaux ne concernent que les aspects aux temps longs, c'est-à-dire le remplissage du dôme LOX une fois que la pression à l'intérieur du dôme devient supérieure à la pression de saturation de l'oxygène, mais dans une géométrie industrielle.
- Une thèse est effectuée avec le code LEONARD [1, 2] à l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) de Marseille. Cette étude prend en compte les aspects aux temps courts, c'est-à-dire la vaporisation flash, dans une configuration simplifiée.

Avant de décrire en détail les objectifs de la présente étude menée à l'IMFT, nous allons décrire en détail les expériences du LEGI qui concernent les temps longs.

### 1.3.2 Étude expérimentale aux temps longs menée au LEGI

Dans cette partie, nous allons présenter les expériences du LEGI menées dans le cadre de la thèse de Nicolas HÉRENGER [34]. Ces expériences ne concernent que les aspects du remplissage aux temps longs. Nous nous appuyerons sur les rapports fournis par le LEGI pour décrire la géométrie de la maquette du LEGI, les paramètres de contrôle de l'écoulement et les différentes mesures réalisées.

#### 1.3.2.a Objectifs des expériences aux temps longs

Le but de ce dispositif expérimental est d'étudier les phénomènes physiques pilotant la phase transitoire de remplissage du dôme, aux temps caractéristiques longs (sans flashing). Outre la compréhension des phénomènes physiques et l'identification des phénomènes pilotant la phase transitoire du remplissage, il s'agit également de construire une base de données, afin de valider les développements du code NEPTUNE\_CFD réalisés dans le cadre de la thèse menée en parallèle à l'IMFT. Une série de campagnes d'essais a donc été réalisée sur le banc expérimental mis en place au LEGI, avec une mise en œuvre simple et une bonne reproductibilité.

Initialement, ce travail prévoyait des expériences sans transfert thermique pour caractériser la topologie de l'écoulement dans le dôme LOX, puis des expériences avec transferts thermiques pour qualifier le taux d'évaporation de LOX. Nous allons présenter les expériences sans transfert thermique, les expériences avec transferts thermiques n'ayant pu être réalisées pour des raisons de temps.

#### 1.3.2.b Fluides utilisés pour les expériences aux temps longs

Vu sa forte réactivité, le LOX est trop dangereux à manipuler. Il n'a donc pas été utilisé pour les essais menés au LEGI. Un fluide de similitude et une similitude à respecter entre ce fluide et le LOX ont donc été choisis par le LEGI pour que les essais sans transfert thermique

restent représentatifs vis-à-vis des grandeurs réelles de l'écoulement (comme la vitesse).

Une étude préliminaire du LEGI a conclu à la faisabilité d'une expérience basée sur une similitude du nombre de Weber ( $We$ ) qui est conservé entre les conditions « réelles » du dôme LOX du moteur Vinci et les conditions expérimentales du dôme de la maquette du LEGI.

Le nombre de Weber correspond au rapport entre les forces d'inertie et la tension superficielle. Pour un écoulement de liquide à la vitesse  $V_l$ , le nombre de Weber est défini de la façon suivante :

$$We = \frac{\rho_l V_l^2 L_C}{\sigma}, \quad (1.1)$$

où  $\rho_l$  est la masse volumique du liquide,  $L_C$  une longueur caractéristique et  $\sigma$  la tension superficielle entre le liquide et le gaz.

À faible nombre de Weber, la tension superficielle prédomine sur les forces d'inertie : l'écoulement est structuré. À nombre de Weber élevé, les forces d'inertie deviennent prépondérantes : l'écoulement se désagrège en structures de plus petites tailles.

L'eau a été retenue comme fluide de substitution du LOX pour caractériser les aspects hydrodynamiques. D'un point de vue expérimental, l'eau est de loin le fluide le plus simple d'utilisation. D'après une étude menée au LEGI, le domaine des nombres de Weber explorables pour l'eau est :  $10^3 \leq We \leq 2 \times 10^5$ , ce qui donne un éventail suffisamment large pour percevoir l'effet des variations du nombre de Weber.

L'air, quant à lui, remplace l'hélium gazeux.

### 1.3.2.c Présentation de la géométrie de la maquette utilisée par le LEGI

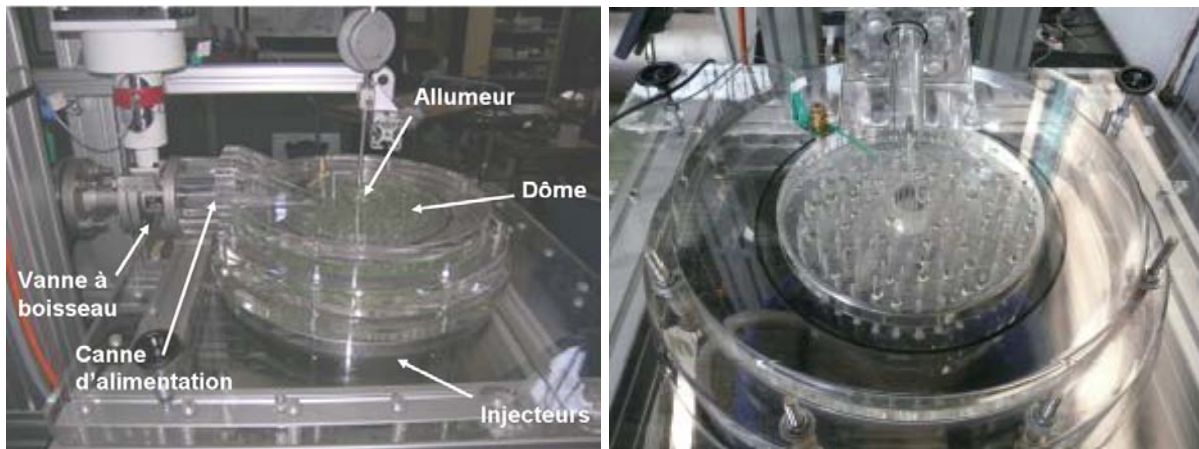
Le dôme LOX du moteur Vinci est représenté par une maquette expérimentale au LEGI (FIG. 1.6) qui conserve les paramètres géométriques suivants : le volume de la cavité réelle, le diamètre et la longueur de la canne d'alimentation, ainsi que la présence de l'allumeur au centre du dôme. Une version simplifiée du dôme avec un volume torique a été retenue pour l'instrumenter plus facilement. Le nombre d'injecteurs et leur emplacement ont été conservés par rapport au dôme réel. Mais leur géométrie a été simplifiée et est composée de deux tronçons cylindriques : un premier en entrée de 2,4 mm de diamètre pour une longueur de 7 mm et un second en sortie de diamètre 3,5 mm pour une longueur de 43 mm. Contrairement au dôme LOX réel, on rappelle que le dôme de cette maquette expérimentale ne contient pas de plaque d'homogénéisation.

Dans la maquette du LEGI, les écoulements d'air et d'eau sont commandés séparément par deux vannes. Pour l'air, il s'agit d'une vanne à clapet, qui est soit complètement ouverte, soit complètement fermée. Pour l'eau, il s'agit d'une vanne à boisseau sphérique, dont le diamètre hydraulique est identique à celui de la VCO du moteur Vinci. Ainsi, le profil d'ouverture de la vanne du liquide dépend de l'angle de rotation  $\theta$  de son boisseau sphérique.

### 1.3.2.d Conditions de l'écoulement pour les expériences aux temps longs

Les campagnes d'essais aux temps longs [16] ont été réalisées dans les conditions suivantes :

- avec des fluides de similitude, de l'eau (fluide de remplissage) et de l'air (fluide remplissant initialement la cavité et également utilisé pour le balayage de cette dernière),
- à froid, les parois du dôme n'étant pas chauffées et les deux fluides étant à la même température (c'est-à-dire sans transfert de masse et de chaleur),
- avec une ouverture de la vanne d'eau partielle (de  $0^\circ$  à  $45^\circ$ ) ou complète (de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ ), dans le sens de rotation antihoraire (lorsque le dôme est vu d'en haut),



(a) Vue de profil.

(b) Vue d'en haut.

FIG. 1.6 : Maquette expérimentale du LEGI en PMMA.

- avec ou sans gaz de balayage.

Pour chaque essai, la cavité est initialement à pression atmosphérique et les expériences sont soumises à la gravité terrestre.

### 1.3.2.e Paramètres de contrôle de l'écoulement

Plusieurs paramètres de contrôle permettent de définir précisément les essais expérimentaux réalisés au LEGI.

#### *Séquence d'ouverture des vannes de liquide et de gaz*

Plusieurs scénarios ont été envisagés pour les expériences du LEGI. Mais dans les essais effectivement réalisés au LEGI, la consigne liquide est un créneau dont le plateau et la partie descendante durent tous les deux 500 ms. Le temps de montée  $\tau_0$  a une durée variable dans les essais expérimentaux. Pour les cas où le gaz de balayage est utilisé, la vanne de gaz est ouverte une minute avant l'ordre d'ouverture donné à la vanne de liquide comme le montre la Figure 1.7.

Ainsi dans le cas d'une ouverture complète de la vanne liquide (respectivement d'une ouverture partielle), la vanne va s'ouvrir linéairement de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  (respectivement de  $0^\circ$  à  $45^\circ$ ). Puis pendant la phase de plateau, la vanne reste ouverte à son angle maximal  $\theta_{Max}$  valant  $90^\circ$  (respectivement  $45^\circ$ ), avant de se refermer linéairement en 500 ms, jusqu'à la fermeture complète.

Lors du mouvement de la vanne à boisseau, un passage liquide apparaît après une rotation d'un angle de  $19,6^\circ$  (également évalué par calcul dans l'Annexe B.2) depuis la position fermée de la vanne ( $\theta = 0^\circ$ ) : ceci marque le début de l'ouverture effective de la vanne (FIG. 1.8). Ainsi le temps de montée du créneau comporte une durée (valant  $\tau_0 \times 19,6/\theta_{Max}$ ) pendant laquelle il n'y a pas d'écoulement d'eau par la vanne.

Il faut noter que les simulations effectuées à l'IMFT débutent à partir du moment où l'ouverture de la vanne liquide est effective, contrairement aux expériences du LEGI.

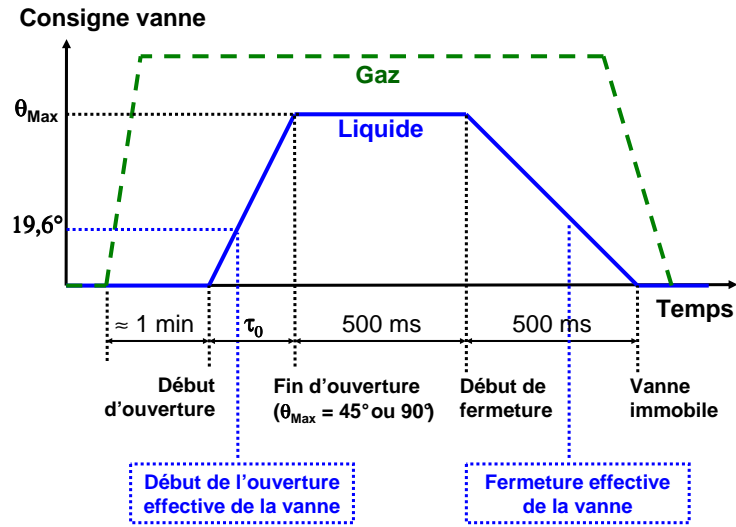


FIG. 1.7 : Scénario d'ouverture des vannes de gaz et de liquide retenu dans les expériences réalisées au LEGI.

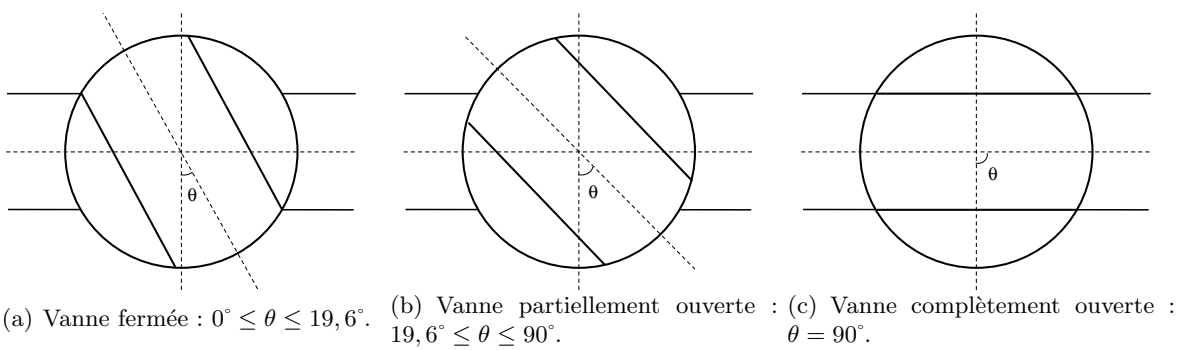


FIG. 1.8 : Séquence d'ouverture de la vanne à boisseau du liquide (en fonction de son angle d'ouverture  $\theta$ ).

### *Nombre de Weber de référence*

Au cours des campagnes d'essais du LEGI, différents nombres de Weber pour l'eau injectée en entrée ont été testés. D'après les rapports fournis par le LEGI, le nombre de Weber de référence est obtenu à partir d'une vitesse débitante de référence  $V_{Ref}$ , calculée à travers une section de 25 mm de diamètre. Il s'agit du diamètre de la vanne en pleine ouverture. Au LEGI, la vitesse de référence est déduite de la différence entre la pression initialement imposée en amont de la vanne (notée  $P_{amont}(t = 0)$ ) et la pression atmosphérique notée  $P_{atm}$ .

On a :

$$We_{Ref} = \frac{\rho_l V_{Ref}^2 D}{\sigma} = \frac{2D[P_{amont}(t = 0) - P_{atm}]}{\sigma(1 + \zeta_{amont})}. \quad (1.2)$$

Dans cette formule,  $D = 25$  mm est le diamètre de la canne,  $\rho_l = 1\,000$  kg/m<sup>3</sup> est la masse volumique de l'eau,  $\sigma = 0,07$  N/m est la tension de surface entre l'eau et l'air,  $\zeta_{amont} = 0,53$  est le coefficient de perte de charge du circuit amont et  $P_{atm} = 0,95 \times 10^5$  Pa est la pression atmosphérique absolue.

### *Taux de dilution de référence $\beta_{Ref}$*

Le taux de dilution de référence du gaz de balayage est défini à partir des débits volumiques de gaz (noté  $Q_{Vol,g}$ ) et de liquide (noté  $Q_{Vol,l}$ ) par :

$$\beta_{Ref} = \frac{Q_{Vol,g}}{Q_{Vol,g} + Q_{Vol,l}}. \quad (1.3)$$

$Q_{Vol,l}$  est le débit volumique d'eau en entrée théoriquement maximal, correspondant à  $V_{Ref}$ , qui est la vitesse d'entrée de l'eau, supposée maximale quand la vanne est pleinement ouverte.

Par exemple, pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , on a  $V_{Ref} = 11,50$  m/s et  $Q_{Vol,l} = 5,64 \times 10^{-3}$  m<sup>3</sup>/s.

#### **1.3.2.f Mesures réalisées au LEGI**

Au cours des campagnes d'essais expérimentaux, plusieurs types de mesures ont été réalisés avec ou sans balayage, avec une ouverture partielle ou une ouverture complète de la vanne à boisseau.

#### *Mesures de pression dans la cavité*

Des mesures de pression ont été réalisées dans la cavité, aussi bien dans le cas d'une ouverture complète de la vanne liquide que dans le cas d'ouverture partielle de cette vanne.

#### *Visualisation par imagerie rapide*

Le LEGI a utilisé des techniques d'imagerie en lumière blanche et par tranche laser.

En lumière blanche (FIG. 1.9 (a)), la cavité d'injection a été filmée en l'absence de gaz de balayage, sous divers angles de vue (vue latérale de la cavité et vue de haut), grâce à une maquette en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) entièrement transparente (FIG. 1.6).

Même si les techniques d'imagerie par tranche laser n'ont pas donné de résultats probants pour l'écoulement à l'intérieur de la cavité, elles ont permis au LEGI d'obtenir des films exploitables en sortie des injecteurs, avec ou sans gaz de balayage.



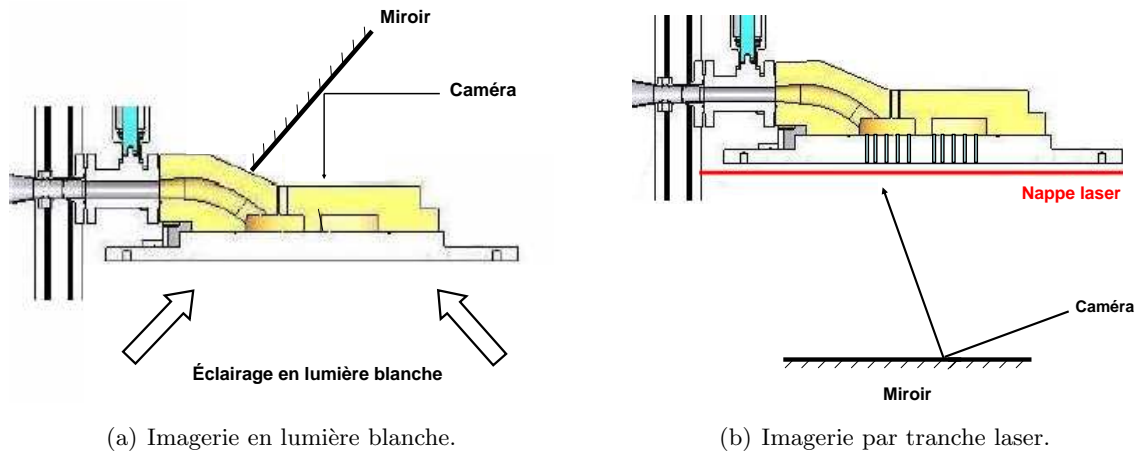


FIG. 1.9 : Montages expérimentaux de visualisation par imagerie rapide du LEGI.

Pour visualiser la sortie d'eau des injecteurs (FIG. 1.9 (a)), un miroir, parallèle à la plaque d'injecteurs, a été placé à environ 70 cm en dessous de la sortie des injecteurs. Il est en effet plus facile expérimentalement de filmer le reflet dans le miroir de la plaque d'injecteurs que la plaque d'injecteurs directement. Une nappe laser affleurant la sortie des injecteurs est générée grâce à une lentille cylindro-concave. La longueur d'onde du laser (à 494 nm) est proche de celle de l'excitation de la fluorescéine dont l'eau est chargée, si bien qu'une sortie de liquide par les injecteurs génère une lumière verte (à 521 nm). Étant donné que l'ensemble du dispositif expérimental est plongé dans le noir, la caméra va détecter un point clair dès qu'une goutte traverse la nappe laser au moment de la capture d'image.

Cette technique présente néanmoins l'inconvénient de mouiller rapidement le miroir, ce qui permet aux expérimentateurs de ne visualiser correctement la plaque que dans les premiers instants de l'écoulement par les injecteurs. En pratique, le LEGI ne peut pas détecter plus de 70 injecteurs mouillés sur les 122 injecteurs de la plaque d'injection (limite qui n'existe pas avec la simulation numérique).

### *Utilisation d'une sonde optique*

Une sonde optique a été installée de façon à ce que sa pointe pénètre de 5 mm sous la paroi haute du dôme (FIG. 1.10).

Cette sonde indique la présence (lorsque la tension détectée en sortie chute à un niveau « bas ») ou l'absence de liquide (quand la tension délivrée par la sonde est à un niveau « haut ») sur sa pointe. La sonde a été utilisée lors des essais sans gaz de balayage, en ouverture partielle ou en ouverture complète de la vanne liquide.

### **1.3.2.g Modèle de mouillage du LEGI**

Le LEGI s'est intéressé à l'évolution temporelle de la fraction du nombre d'injecteurs « mouillés »  $\chi$ . Un injecteur est considéré expérimentalement comme « mouillé » si une goutte d'eau chargée en fluorescéine traverse la nappe laser, située en aval de la sortie des injecteurs et est détectée par la caméra. Ceci est la définition du seuil de mouillage expérimental. Nous verrons qu'il est difficile d'interpréter ce critère expérimental d'un point de vue numérique (voir Chapitre 6).

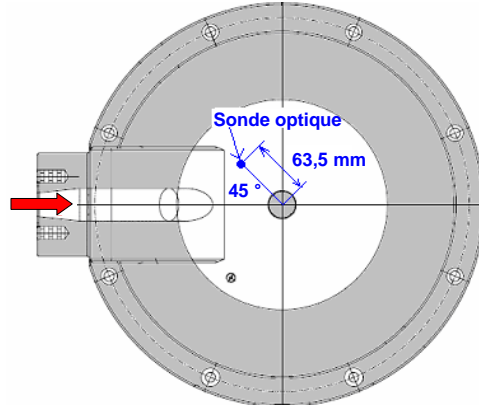
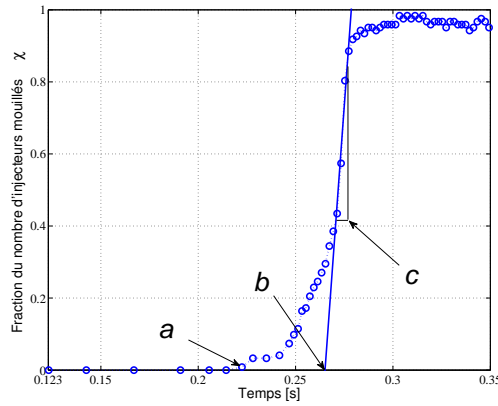


FIG. 1.10 : Emplacement de la sonde optique utilisée dans le montage expérimental.


 FIG. 1.11 : Représentation des trois critères de mouillage  $a$ ,  $b$  et  $c$  sur la courbe d'évolution temporelle de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ .

Grâce à l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés, il est possible de déterminer trois critères pour  $\chi$  :

- l'instant du premier injecteur mouillé, appelé  $a$ ,
- l'instant du début de la pente de la rampe d'injection, appelé  $b$ ,
- la pente de la rampe d'injection, appelé  $c$ .

À titre d'exemple, l'évolution temporelle de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  est représentée sur la Figure 1.11, avec les trois critères de mouillage  $a$ ,  $b$  et  $c$ .

Pour le moment, il n'est pas possible expérimentalement de détecter plus de 70 injecteurs « mouillés ». Cependant, le LEGI a développé un modèle 0D qui permet d'accéder à une approximation de l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés [16]. Cette loi de mouillage est donnée par :

$$\chi(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t \leq \tau_{inj}^0, \\ (t - \tau_{inj}^0)/\tau_{inj} & \text{si } \tau_{inj}^0 \leq t \leq \tau_{inj}^0 + \tau_{inj}, \\ 1 & \text{si } t \geq \tau_{inj}^0 + \tau_{inj}, \end{cases} \quad (1.4)$$

où  $\tau_{inj}^0 = 3,4 \tau_0 (T_0/\tau_0)^{0,75}$ ,  $\tau_{inj} + \tau_{inj}^0 = 3,87 \tau_0 (T_0/\tau_0)^{0,68}$ ,  $\tau_0$  est le temps de rotation nécessaire

à la vanne pour passer de  $\theta = 0^\circ$  (position fermée) à  $\theta_{Max}$  (ouverture maximale),  $T_0 = L_0/V_{Ref}$  correspond au temps de vol d'une particule fluide parcourant la distance  $L_0$  entre la canne d'alimentation et le premier injecteur mouillé, à la vitesse d'entrée de référence  $V_{Ref}$  supposée maximale quand la vanne est pleinement ouverte. Il faut noter que dans la loi de mouillage théorique développée au LEGI, le critère  $a$  est confondu avec le critère  $b$ . C'est pourquoi, les comparaisons avec les résultats numériques ne sont menés qu'au niveau des critères  $b$  et  $c$ .

### 1.3.2.h Conclusion

Nous venons de décrire les expériences aux temps longs menées au LEGI, en détaillant la configuration expérimentale et ses points de fonctionnement. Nous allons maintenant présenter l'étude numérique correspondante menée en parallèle à l'IMFT.

### 1.3.3 Étude numérique aux temps longs menée à l'IMFT

Dans le cadre du programme de recherche « Étude du remplissage de la cavité d'injection » mis en place par le CNES et Snecma, l'étude numérique menée aux temps longs avec le code de recherche NEPTUNE\_CFD a été scindée en deux parties :

- une partie purement numérique dans le cadre d'une collaboration avec EDF R&D au cours du post-doctorat d'Anne BAGUÉ sous la direction de Namane MÉCHITOUA [7], afin de tenter d'améliorer les algorithmes de résolution de pression et la gestion des petits pas de temps du code NEPTUNE\_CFD,
- une partie dédiée à l'étude de la physique du transitoire de remplissage du dôme d'alimentation, dans le cadre d'une thèse CNES à l'IMFT sous la direction d'Olivier SIMONIN, cofinancée par CNES et Snecma.

Après avoir brièvement présenté le code de recherche NEPTUNE\_CFD, nous allons exposer plus en détail le cadre et les objectifs des travaux de cette thèse menée à l'IMFT.

#### 1.3.3.a Code retenu pour cette étude numérique

Le code NEPTUNE\_CFD est développé dans le cadre du projet NEPTUNE, projet cofinancé par le CEA (Commissariat à l'énergie Atomique), EDF (Électricité de France), l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire) et AREVA-NP.

Au cours de pré-études [11, 4] réalisées à l'IMFT par Hervé NEAU (Ingénieur de Recherche), Rœl BELT et Renaud ANSART (post-doctorants), le code de recherche NEPTUNE\_CFD a démontré un bon potentiel pour répondre aux besoins de Snecma :

- un écoulement 3D et instationnaire,
- une géométrie complexe,
- une physique complexe avec un écoulement diphasique et des transferts de masse et de chaleur (entre les phases ou avec la paroi).

En effet, NEPTUNE\_CFD présente de nombreux avantages aussi bien au niveau des méthodes numériques (un maillage avec tout type de cellules permettant des raccordements non conforme pour réaliser des maillages aux géométries complexes, une méthode des volumes finis, un code parallélisé, ...), qu'au niveau des modèles physiques (modélisation des transferts de quantité de mouvement, des transferts de masse et de chaleur, de la turbulence, ...). De plus, il permet de modéliser de un à vingt fluides. Par ailleurs, un des avantages de ce code est de pouvoir accéder à l'ensemble de ses sources.

### 1.3.3.b Objectifs des travaux de la thèse menée à l'IMFT

Les travaux de thèse présentés ici consistent à simuler à l'aide du code de calcul NEPTUNE\_CFD le remplissage transitoire du dôme de la maquette expérimentale du LEGI aux temps longs.

Cela nécessite en premier lieu de se placer dans les configurations expérimentales. Pour les simulations numériques, on doit prendre en compte le champ de gravité terrestre et la pression atmosphérique auxquelles les expériences au LEGI sont soumises. Par ailleurs, il faut considérer les mêmes fluides de similitude conservant le nombre de Weber : l'eau pour le remplissage et l'air initialement dans la cavité. En ce qui concerne le maillage, sa géométrie doit correspondre à la maquette expérimentale du LEGI. Comme dans les premiers essais expérimentaux, le gaz de balayage et les transferts thermiques (entre fluides ou entre la paroi et les fluides) ne sont pas pris en compte dans les simulations numériques. Enfin il est nécessaire de prendre en compte l'ouverture complète de la vanne à boisseau entre  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  pour avoir les mêmes conditions d'entrée (notamment au niveau de la surface d'ouverture et du débit d'injection d'eau en entrée) que dans les expériences menées.

L'objectif de ces études est de comprendre et d'identifier les phénomènes qui sont impliqués dans le remplissage du dôme d'alimentation de la maquette LEGI. Le but des travaux présentés est de démontrer la faisabilité d'un calcul 3D instationnaire diphasique du remplissage du dôme oxygène du moteur-fusée Vinci avec le code industriel NEPTUNE\_CFD, en prenant en compte la géométrie réelle et les phénomènes physiques prépondérants. La comparaison des prédictions numériques avec les résultats expérimentaux permettra d'évaluer la capacité du code à prédire l'écoulement lors de la phase transitoire de remplissage du dôme d'alimentation de la maquette LEGI, à l'aide des modèles de fermeture disponibles. Au préalable, plusieurs études de sensibilité sur les modèles de fermeture devront être menées pour estimer leur influence sur les résultats des simulations.



## Chapitre 2

# Modélisation numérique du remplissage du dôme

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Modélisation des écoulements hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires . . . . .</b>	<b>28</b>
2.1.1	Méthodes de suivi d'interface . . . . .	28
2.1.2	Méthodes Euler / Lagrange . . . . .	31
2.1.3	Méthodes moyennées eulériennes (ou Euler / Euler) . . . . .	31
2.1.4	Méthodes de simulations instationnaires . . . . .	33
2.1.5	Synthèse et choix du code retenu . . . . .	33
<b>2.2</b>	<b>Présentation générale du code NEPTUNE_CFD . . . . .</b>	<b>34</b>
2.2.1	Méthodes numériques . . . . .	34
2.2.2	Opérateur de moyenne . . . . .	35
<b>2.3</b>	<b>Équations de conservation dans NEPTUNE_CFD sans transfert de masse et de chaleur . . . . .</b>	<b>35</b>
2.3.1	Équations de conservation . . . . .	36
2.3.2	Lois de fermeture . . . . .	36
2.3.3	Loi de paroi . . . . .	41

---

La simulation du remplissage transitoire du dôme de la maquette expérimentale du LEGI est réalisée à l'aide du code de calcul NEPTUNE\_CFD. Ce code de calcul polyphasique est basé sur une approche Euler-Euler [25, 10, 80]. L'évolution des grandeurs locales des écoulements est décrite par des équations de conservation moyennées.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord exposer les différentes méthodes envisageables pour modéliser les écoulements hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires. Nous allons ensuite donner une présentation générale du code de calcul retenu pour cette étude : NEPTUNE\_CFD. Puis nous détaillerons les équations de conservation simplifiées, telles qu'elles sont disponibles dans la version V1.08, pour le cas qui nous intéresse sans transfert de masse et de chaleur. Les équations générales avec transfert de masse et de chaleur se trouvent en Annexe A. Nous finirons en exposant les modèles de fermeture sélectionnés pour modéliser les écoulements liquide / gaz instationnaires, notamment au niveau de la modélisation de la turbulence et de la modélisation de la traînée dans le transfert de quantité de mouvement. Nous décrirons également la loi de paroi retenue pour nos études. Cette dernière partie s'appuie largement sur les manuels théoriques de NEPTUNE\_CFD fournis par EDF R&D [50, 26].

## 2.1 Modélisation des écoulements hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires

Dans le cadre général de nos travaux, nous cherchons à modéliser des écoulements diphasiques liquide / gaz tridimensionnels et instationnaires, avec des régimes d'écoulement pouvant évoluer d'un écoulement à bulles dans le liquide à un écoulement à gouttes dans le gaz, en passant par un régime stratifié dans le cas avec transfert de chaleur, et avec un régime majoritairement stratifié dans le cas sans transfert de chaleur.

Dans cette partie, nous allons présenter les différentes méthodes numériques disponibles pour simuler les écoulements liquide / gaz instationnaires.

### 2.1.1 Méthodes de suivi d'interface

Dans un écoulement diphasique, l'interface entre les deux fluides est une surface de discontinuité au niveau macroscopique. Il est alors nécessaire de choisir une méthode numérique appropriée pour représenter l'interface, en évitant un problème majeur : la diffusion de l'interface. Les méthodes de suivi d'interface qui sont dédiées à la modélisation des fluides non miscibles, de densités différentes et constantes ont donc été développées pour suivre l'interface de manière plus précise.

Pour ce type de méthode, on distingue trois grandes familles :

- les méthodes à maillage mobile,
- les méthodes à maillage fixe,
- les méthodes à maillage mixte,

que nous allons décrire brièvement dans cette section.

#### 2.1.1.a Méthodes à maillage mobile

Ces méthodes reposent sur le principe d'un maillage déformable et mobile qui épouse la forme de l'interface au cours du temps. Elles sont bien appropriées pour suivre une surface libre ou une inclusion isolée. Ce genre de méthode a ainsi été utilisé pour la première fois par Ryskin et Leal [70, 71, 72] et également par Legendre [51] pour modéliser la déformation d'une bulle. Le maillage mobile permet de suivre avec précision les interfaces et de traiter les conditions de saut et les forces de tension superficielle de façon rigoureuse. Cependant cette méthode engendre un surcoût en temps de calcul car le maillage doit être réactualisé à chaque pas de temps. Par ailleurs, la génération de maillage devient compliqué lorsque l'on souhaite traiter des phénomènes de rupture ou de recollement d'interface. D'autre part, si l'on souhaite traiter des écoulements où les inclusions (bulles ou gouttes) sont petites et nombreuses, le nombre de points de calcul devient problématique et très limitant en terme de temps de calcul.

Dans notre cas, où les écoulements diphasiques à traiter sont complexes et évoluent d'un écoulement stratifié à un écoulement dispersé, ce type de méthode n'est donc pas envisageable.

#### 2.1.1.b Méthodes à maillage fixe (ou méthodes de capture de front)

Ce type de méthode fait appel à un maillage fixe unique, sur lequel est définie une fonction qui sert implicitement d'indicateur de phase. Dans les méthodes à maillage fixe ou méthodes de capture de front (ou « Front-Capturing »), l'interface n'est pas représentée mais reconstruite si nécessaire. La localisation, l'orientation et la courbure de l'interface ne peuvent être déterminées précisément, ce qui est suffisant pour modéliser un nuage de gouttelettes.

Ces méthodes sont principalement utilisées pour les cas de calculs instationnaires. Elles sont faciles à programmer en 1D et 2D et relativement économiques. Mais ce genre de méthodes

présente quelques inconvénients : la diffusion numérique pour le front qui s'étale et les cas d'interaction entre les interfaces ou de repliement d'une interface sur elle-même qui sont mal pris en compte.

Nous allons présenter les trois principales méthodes de capture d'interface : la méthode MAC (Marker And Cell), la méthode VOF (Volume Of Fluid) et la méthode Level Set.

### *Méthodes MAC (Marker And Cell)*

La méthode MAC (MARker and Cell), mise au point par Harlow et Welch [32] sert à traiter les problèmes de surface libre. Elle repose sur l'utilisation de marqueurs pour déterminer la position du fluide, sans avoir besoin d'algorithme de rupture ou de reconnexion d'interfaces. Daly [20] a étendu cette méthode aux écoulements à deux fluides. Pour modéliser avec précision la position de l'interface (qui se trouve entre une cellule contenant un marqueur et une cellule vide), il est donc nécessaire d'avoir un grand nombre de marqueurs (devant le nombre de points de maillage).

Cependant, le nombre de marqueurs requis a minima pour représenter les interfaces complexes rend la méthode inexploitable dans de nombreux cas, comme le nôtre.

### *Méthodes VOF (Volume Of Fluid)*

Ces méthodes ont été décrites par Nichols et Hirt en 1975 [65], puis complétées par Hirt et Nichols [35]. Elles sont utilisées pour modéliser les écoulements entre plusieurs phases non miscibles. Le principe de ces méthodes est de définir une fonction discrète  $\chi_k$  indicatrice de la phase  $k$  qui vaut :

$$\chi_k(M, t) = \begin{cases} 1 & \text{si le point } M \text{ est dans la phase } k \text{ à l'instant } t, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.1)$$

Du fait de la discrétisation du domaine de calcul, on considère plutôt dans la méthode VOF une fonction couleur  $C = \tilde{\chi}_1$  qui représente le produit de convolution de  $\chi_1$  par un filtre spatial.  $C$  est en fait la fraction volumique occupée par un des deux fluides pour chaque cellule. Sa valeur est comprise entre 0 et 1 quand le volume contient un mélange diphasique, ce qui correspond à la présence de l'interface.

Afin de suivre l'interface dans son mouvement, la fonction caractéristique  $C$  est ensuite advectée à une vitesse  $u = \chi_1 u_1 + \chi_2 u_2$  (où  $u_1$  et  $u_2$  sont respectivement les vitesses des fluides « 1 » et « 2 ») :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \cdot \nabla C = 0. \quad (2.2)$$

Après advection de  $C$ , il est nécessaire de reconstruire l'interface dans les mailles où  $0 < C < 1$ . Trois types d'algorithmes de reconstruction existent :

- la reconstruction d'interface constante par morceaux [66, 35, 44],
- la reconstruction d'interface en escalier [17],
- la reconstruction d'interface affine par morceaux : les méthodes CIAM (Calcul d'Interface Affine par Morceaux) ou PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation) [53], FLAIR (Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction) [5] et SL-VOF (Segment Lagrangian Volume Of Fluid) [31, 12].

La méthode VOF a été utilisée par Gueyffier et Zaleski [30] pour modéliser l'impact d'une goutte sur une couche mince ou par Lafaurie *et al.* pour modéliser la collision de deux gouttes.



Ce type de méthode est adapté à la modélisation des phénomènes locaux, à l'échelle d'une ou de quelques inclusions. La méthode VOF ne convient donc pas à notre configuration d'écoulement industriel.

### Méthodes Level Set

Les méthodes Level Set ont d'abord été développées par Osher et Sethian [67] pour résoudre des problèmes à interface mobile. Le principe de cette méthode est de définir pour fonction indicatrice une fonction distance à l'interface continue et « suffisamment » régulière.

$$\Phi_{LS} \begin{cases} < 0 & \text{dans le fluide 1,} \\ > 0 & \text{dans le fluide 2,} \\ = 0 & \text{à l'interface.} \end{cases} \quad (2.3)$$

$\Phi_{LS}$  est advectée par l'écoulement. L'interface se déplace avec les particules fluides et  $\Phi_{LS}$  évolue selon l'équation :

$$\frac{\partial \Phi_{LS}}{\partial t} + u \cdot \nabla \Phi_{LS} = 0. \quad (2.4)$$

De même que pour les méthodes VOF, il est nécessaire de reconstruire l'interface dans les mailles où  $\Phi_{LS}$  change de signe. La masse volumique et la viscosité sont supposées constantes dans les deux fluides et prennent des valeurs dépendant du signe de  $\Phi_{LS}$ . Sussman *et al.* [83] sont parmi les premiers à appliquer cette méthode à un problème diphasique incompressible, en considérant soit des bulles d'air dans de l'eau, soit des gouttes d'eau qui tombent dans de l'air. Sethian et Smeckera [78] présentent une vue d'ensemble des applications de la méthode Level Set.

Le principal avantage des méthodes à maillage fixe est de localiser précisément l'interface et d'avoir la possibilité de considérer un écoulement à plusieurs inclusions. Cependant pour bien prendre en compte les phénomènes de coalescence et de rupture d'interface, il est nécessaire d'avoir recourt à un bon niveau de raffinement du maillage ainsi qu'à des algorithmes de reconstruction, ce qui devient vite très coûteux en temps, notamment pour des calculs tridimensionnels. C'est pourquoi, ces méthodes de capture d'interface ne sont pas adaptées à notre cas tridimensionnel, où les interfaces bougent rapidement en se rompant.

#### 2.1.1.c Méthodes à maillage mixte (ou méthodes de suivi d'interface)

Pour ces méthodes, communément appelées méthodes de suivi de front ou « Front Tracking », un maillage fixe est utilisé pour la discrétisation du domaine. L'interface est définie explicitement grâce à une série de marqueurs reliés entre eux pour former un second maillage qui est mobile. Il est ainsi possible de reconstruire la frontière physique par interpolation et de déterminer les structures à l'échelle de sous-maille, ce qui est très avantageux pour représenter les effets de tension superficielle et de contraintes visqueuses par rapport aux méthodes VOF ou Level Set. Tryggvason *et al.* [86] ont appliqué ce type de méthodes pour étudier par exemple les phénomènes d'écoulement homogène à bulles, d'atomisation et d'ébullition.

L'avantage de ces méthodes est de représenter avec précision l'interface, sans avoir besoin de raffiner trop finement le maillage. Néanmoins, les brusques variations des propriétés du mélange diphasique peuvent conduire à des oscillations numériques. Par ailleurs, certaines parties de l'interface peuvent être sous-résolues si les marqueurs sont mal répartis. Enfin les changements de topologie de l'écoulement ne sont pas toujours bien pris en compte en 3D, ce qui est limitant pour notre cas.

### 2.1.2 Méthodes Euler / Lagrange

Ce type de méthodes permet de simuler des écoulements où certaines phases sont sous forme d'inclusions. Il s'agit par exemple de lits fluidisés où un nuage de particules solides est transporté par un gaz, d'un jet d'essence ou d'écoulement gaz / liquide dans une conduite. Dans cette approche, les deux phases sont traitées différemment, mais restent couplées. On résout la phase porteuse de l'écoulement en utilisant les équations bilan de la mécanique des milieux continus, tandis que l'on résout la phase dispersée par la loi fondamentale de la dynamique pour suivre individuellement chaque inclusion. Les inclusions sont agitées et transportées par la phase porteuse et elles peuvent agir en retour sur celle-ci (selon leur concentration locale).

Ce genre de méthode n'est pas adapté aux écoulements stratifiés, ce qui représente un inconvénient majeur pour traiter notre cas.

### 2.1.3 Méthodes moyennées eulériennes (ou Euler / Euler)

La classe des méthodes moyennées consiste à modéliser les écoulements diphasiques, en résolvant les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ces méthodes ne donnent qu'une connaissance moyenne de l'interface (grâce à une moyenne volumique ou statistique). Deux approches sont possibles pour traiter les écoulements diphasiques :

- soit les modèles de mélange, méthodes qui résolvent les équations pour un pseudo-fluide dont la densité varie entre celle du fluide 1 et celle du fluide 2,
- soit les modèles à deux fluides, méthodes qui résolvent un système d'équation pour chaque phase, en faisant intervenir la fraction volumique  $\alpha_k$  de la phase  $k$ .

#### 2.1.3.a Modèle de mélange

Dans le modèle de mélange (ou modèle à un fluide), on considère un pseudo-fluide diphasique, dont la masse volumique  $\rho_m$  varie entre les extrêmes liquide et gaz. L'interface liquide / gaz n'est pas explicitement définie, mais peut-être déterminée *a posteriori*.

On écrit pour ce fluide les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

La masse volumique  $\rho_m$  est constante dans le domaine liquide pur et dans le domaine gaz pur. Lorsque le mélange est réellement diphasique (au niveau de l'interface), une équation d'état est utilisée : en général, la masse volumique est fonction de la pression. La principale difficulté pour le modèle de mélange choisi est de faire correspondre cette équation d'état et les propriétés physiques du mélange au phénomène physique étudié.

À titre d'exemple, le modèle de mélange développé par Vallet et Borghi [13, 88, 89] est dédié à l'atomisation de jet. Dans ce modèle, les effets de la gravité et l'évaporation du liquide sont négligés. La masse volumique du pseudo-fluide est constante lorsque l'écoulement n'est constitué que de liquide pur et varie en fonction de la composition de l'écoulement quand le mélange est diphasique. Il s'agit d'une modélisation eulérienne, proche de celle des écoulements turbulents avec de grandes disparités de densité et d'énergie. Dans ce modèle réservé au régime d'atomisation, une approche moyennée des équations est requise, car le maillage ne permet pas de résoudre toutes les échelles. Pour calculer le transport de la phase liquide, une nouvelle grandeur physique est introduite : la fraction massique liquide  $Y$  qui vaut 0 dans le gaz et 1 dans le liquide. Pour accéder à la taille des gouttes, une autre grandeur est créée : la densité d'aire interfaciale  $\Sigma$  dans chaque maille, qui est transportée comme la fraction massique  $Y$ . L'équation de la densité d'aire interfaciale, couplée avec celle de la fraction massique moyenne, conduit à une expression de la taille moyenne des gouttes formées.

Les écoulements bidimensionnels instationnaires autour de projectiles supersoniques dans l'eau ont été étudiés par Cocchi *et al.* [18]. Dans leur formulation diphasique compressible, la loi d'état est valable pour le liquide, le mélange diphasique et la vapeur aux basses et hautes pressions. Contrairement aux modèles habituellement proposés, ce modèle de mélange tient compte des phénomènes thermiques dus aux ondes de choc et aux ondes de détente. C'est pourquoi, il est nécessaire de traiter l'équation de l'énergie, ce qui permet d'éviter de considérer la température et la pression de saturation comme constantes.

Moreau [61] a également développé un modèle de mélange homogène pour modéliser l'écoulement polyphasique à l'intérieur et en sortie des injecteurs Diesel. Ce modèle sans reconstruction d'interface permet de suivre chaque phase de façon eulérienne mais sans prendre en compte leurs vitesses relatives. La loi d'état est basée d'une part sur une relation donnant la vitesse du son dans un mélange de carburant liquide et, d'autre part, sur la loi des gaz parfaits pour le gaz de la chambre de combustion.

Pour résumer, la principale difficulté des modèles de mélange est de définir une équation d'état adaptée au cas étudié, sans entraîner de diffusion trop importante du front. Il est également nécessaire de prendre en compte les interactions entre les phases. L'introduction d'une équation pour l'aire interfaciale permet d'accéder à la taille des structures, qui n'est pas accessible directement.

### 2.1.3.b Modèle à deux fluides

Dans les modèles à deux fluides, les deux phases sont considérées comme des milieux continus qui s'interpénètrent. Ces modèles sont basés sur les équations de conservation moyennées pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, pour chaque phase. Le fait de moyenniser ces équations fait apparaître de nouvelles inconnues : il est donc nécessaire d'avoir recourt à des relations de fermeture pour obtenir un système complet d'équations aux dérivées partielles permettant de décrire l'évolution de l'écoulement.

Simonin [79] propose une approche appliquée aux écoulements turbulents diphasiques à inclusions dispersées. Les inclusions sont supposées être des sphères rigides de petit diamètre devant les échelles caractéristiques moyennes de la phase continue. Le but de ces travaux est de décrire de façon précise les interactions entre phases en ce qui concerne la turbulence (grâce au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ ) et la quantité de mouvement (par un bilan des forces s'appliquant sur les particules). Cette approche est appliquée par Soulas [81] pour simuler un jet de carburant pour l'injection directe essence, sans prendre en compte l'évaporation. Elle est également utilisée par Fdhila et Simonin [28] pour modéliser des écoulements turbulents isothermes et incompressibles eau / air dans la configuration suivante : un écoulement vertical ascendant d'eau chargé en bulles d'air passe par une conduite avec un élargissement brusque. Les prédictions numériques se sont montrées en bon accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, Mudde et Simonin [62] utilisent aussi cette approche à deux fluides pour simuler des nuages de bulles avec le code AS-TRID en 2D et 3D. Les résultats obtenus sont vraiment comparables aux données expérimentales.

Saurel et Abgrall [74, 75] étendent l'approche du modèle à deux fluides pour prendre en compte les ondes de choc, en utilisant une mise en équation complète sous forme hyperbolique. Dans ce modèle compressible, les changements de phase et les transferts de quantité de mouvement sont pris en compte. Une équation de masse, trois équations de quantité de mouvement et une équation d'énergie sont écrites pour chaque phase, auxquelles une équation de conservation pour la fraction volumique de gaz et une relation entre les fractions volumiques des deux phases s'ajoutent.

Truchot [85] a développé une approche eulérienne à deux fluides pour modéliser les jets turbulents de carburant liquide dans les moteurs.

Les modèles à deux fluides permettent de prendre en compte l'interaction entre les phases et de modéliser des écoulements aux topologies variables. Cette approche à deux fluides est adaptée aux configurations de calculs qui interviennent dans nos travaux. Elle est donc retenue pour notre étude numérique menée avec NEPTUNE\_CFD, à condition toutefois de prendre soin de bien modéliser les termes de transfert entre les phases.

#### 2.1.4 Méthodes de simulations instationnaires

La DNS (Direct Numerical Simulation) résout toutes les échelles de la turbulence. Cependant son coût de calcul est trop important au nombre de Reynolds élevé, vis-à-vis de la capacité actuelle des machines de calcul.

Une alternative possible est donc la LES (Large Eddy Simulation) qui ne résout que les grandes échelles de la turbulence et modélise l'effet des petites échelles de la turbulence par un modèle de sous-maille. Cependant, cette méthode requiert un certain niveau de raffinement du maillage ainsi que des méthodes numériques sophistiquées, ce qui rend prohibitif le coût d'un calcul sur la configuration du dôme oxygène étudiée dans le cadre de la thèse.

Moins consommatrice en moyens de calcul, l'approche URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) est très largement utilisée dès lors que l'on souhaite étudier des phénomènes instationnaires au sein de géométries 3D complexes, typiques des configurations industrielles. Cette méthodologie consiste à résoudre les équations instationnaires du modèle RANS, avec éventuellement des modifications des modèles de fermeture de la turbulence stationnaire. Parmi les précurseurs de cette méthodologie, Ha Minh [6] a proposé une approche semi-déterministe de la méthodologie URANS. Pour un écoulement statistiquement stationnaire avec des instationnarités à grande échelle, Ha Minh considère l'écoulement comme étant la superposition de structures déterministes qui sont explicitement résolues et d'une turbulence aléatoire qui est modélisée par des méthodes statistiques. L'approche URANS s'est répandue pour les applications industrielles depuis que Lasher et Taulbee [46] ont démontré la capacité de cette méthodologie à capturer le lâcher tourbillonnaire dans une marche descendante.

#### 2.1.5 Synthèse et choix du code retenu

Compte tenu des éléments présentés, le code de calcul NEPTUNE\_CFD avec une approche Euler / Euler a été retenu pour mener nos études. Ce code est une branche développée par l'IMFT, en collaboration avec EDF R&D, du logiciel NEPTUNE\_CFD propriété du consortium industriel EDF / CEA / AREVA-NP / IRSN et développé dans le cadre du projet NEPTUNE de simulation des écoulements diphasiques au sein des centrales nucléaires. Le code résout en trois dimensions d'espace et pour chacune des phases considérées des équations instationnaires eulériennes de masse, quantité de mouvement et enthalpie, couplées par l'intermédiaire des termes de transferts entre les phases et complétées par des équations de transport d'un nombre variable de scalaires.

## 2.2 Présentation générale du code NEPTUNE\_CFD

NEPTUNE\_CFD est un code de calcul multiphasique, non structuré et parallélisé [64, 63] avec une approche eulérienne, de type URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes), pour laquelle chacune des phases de l'écoulement est décrite à l'aide de variables continues. Ce code est développé dans le cadre du projet NEPTUNE [29], financé par le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique), EDF (Électricité de France), l'IRSN (Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire), et AREVA-NP.

### 2.2.1 Méthodes numériques

Cette partie s'appuie sur les publications de Neau *et al.* [64, 63].

Ce code utilise une méthode de volumes finis non structurée. Tout type de cellule peut être utilisé pour générer les maillages. De plus il est possible d'effectuer des raccordements non conformes entre les différentes parties du maillage principal (sachant qu'il existe des contraintes de qualité sur le maillage).

Toutes les variables sont localisées au centre des cellules et des gradients co-localisés sont calculés à l'aide de méthodes de reconstruction. Les équations différentielles partielles sont discrétisées avec un schéma centré du second ordre et la discrétisation temporelle est du premier ordre.

L'algorithme numérique du code est basé sur une méthode originale elliptique fractionnaire semi-implicite [56, 55], utilisant des solveurs linéaires itératifs ou des inversions directes de matrice de taille  $N_{Phase}^2$  où  $N_{Phase}$  est le nombre de phases du système. L'originalité de cette méthode repose sur l'étape « Alpha-Pression-Énergie » qui assure la conservation de la masse et de l'énergie de chaque phase et permet un fort couplage avec les termes source de transfert entre les phases. Par ailleurs, cet algorithme autorise les variations de masse volumique en fonction de la pression et de l'enthalpie, au cours du calcul.

Dans le cas isotherme, les équations de masse et de transfert de quantité de mouvement sont couplées à l'aide d'une équation de correction de la pression, au cours de l'étape « Alpha-Pression-Énergie », qui impose la conservation du volume du mélange.

Les équations de masse et de quantité de mouvement sont résolues avec une méthode fractionnaire semi-implicite. Une première étape consiste dans la prédiction semi-implicite de la vitesse et du taux de présence de chaque phase avec la forme explicite du gradient de pression et des termes de couplage. Le calcul des incréments de vitesse et de pression est réalisé durant l'étape implicite « Alpha-Pression-Énergie ». Cette étape s'arrête une fois que la conservation du volume du mélange est atteinte avec la précision  $\varepsilon_{Vol}$ , pour l'ensemble des cellules du domaine (qui sont au nombre de  $N_{Cel}$ ) :

$$\max_{I \in N_{Cel}} \left( \left| 1 - \sum_{k \in N_{Phase}} \alpha_k(I) \right| \right) < \varepsilon_{Vol} \quad (2.5)$$

En l'occurrence dans notre cas,  $\varepsilon_{Vol}$  est fixé à  $10^{-6}$  et le nombre maximal de cycles « alpha-pression-énergie » est fixé à 50.

Du fait de la formulation implicite de la méthode et du maillage 3D non-structuré requis, des solveurs itératifs sont utilisés :

- la méthode du gradient conjugué pour la pression,
- la méthode de Jacobi pour la fraction volumique et la vitesse.

## 2.2.2 Opérateur de moyenne

Dans NEPTUNE\_CFD, l'évolution des grandeurs locales de l'écoulement est régie par les équations de conservation locales moyennées. Ces équations sont obtenues à partir des équations de conservation locales instantanées utilisant une approche Euler / Euler qui ont été écrites par Delaye *et al.* [21]. Comme chaque phase de l'écoulement est considérée comme continue, le milieu dans son ensemble possède des discontinuités, rendant les grandeurs locales de l'écoulement non dérivables au sens des fonctions. Le passage des équations de conservation locales instantanées aux équations de conservation locales moyennées nécessite donc de se placer dans l'espace des distributions [76] afin de rendre l'ensemble du milieu dérivable, en faisant apparaître les conditions de saut liées aux discontinuités des variables à la traversée de l'interface [45, 25, 41, 91]. Les équations de conservation locales instantanées sont alors multipliées par la fonction indicatrice de phase  $\chi_k$  qui est telle que :

$$\chi_k(M, t) = \begin{cases} 1 & \text{si le point } M \text{ est dans la phase } k \text{ à l'instant } t, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.6)$$

Cette fonction caractéristique vérifie les relations suivantes [39] :

$$\frac{\partial \chi_k}{\partial t} + w_i \frac{\partial \chi_k}{\partial x_i} = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \chi_k}{\partial x_i} = -n_{k,i} \delta_k, \quad (2.8)$$

où  $w_i$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse locale de propagation de l'interface,  $n_{k,i}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante du vecteur unitaire normal à l'interface et dirigé vers l'extérieur du domaine occupé par la phase  $k$ ,  $\delta_k$  est la distribution de Dirac associée à l'interface de la phase  $k$ .

Il faut ensuite multiplier les équations locales instantanées par  $\chi_k$  pour étendre leur domaine de validité du volume de la phase au volume de tout l'espace.

Afin de prendre en compte l'ensemble des relations de saut aux interfaces qui ont lieu en mécanique des fluides diphasique, on utilise un opérateur de moyenne statistique phasique [39]. La moyenne de la grandeur  $x_k$  est :

$$X_k = \frac{\langle \chi_k x_k \rangle}{\langle \chi_k \rangle}, \quad (2.9)$$

où  $\alpha_k = \langle \chi_k \rangle$  est la moyenne statistique de  $\chi_k$  appelé taux de présence de la phase  $k$  et  $x_k = X_k + x'_k$  est la décomposition au sens de la moyenne statistique phasique de la grandeur  $x_k$  en une partie moyenne  $X_k$  et une partie fluctuante  $x'_k$  (telle que  $\langle \chi_k x'_k \rangle = 0$ ).

Pour obtenir les équations locales moyennées, il suffit d'appliquer l'opérateur de moyenne  $\langle . \rangle$ , pondéré par la fonction caractéristique de phase  $\chi_k$  aux équations locales instantanées.

Pour plus de détail sur l'obtention des équations moyennées, se référer au rapport EDF R&D de He et Simonin [33].

## 2.3 Équations de conservation dans NEPTUNE\_CFD sans transfert de masse et de chaleur

Les travaux de thèse présentés ici consistent à simuler à l'aide de NEPTUNE\_CFD le remplissage transitoire du dôme de la maquette expérimentale du LEGI aux temps longs, en se plaçant dans les configurations expérimentales. On considère donc deux phases : de l'eau en phase liquide et de l'air en phase gazeuse. Les expériences sont réalisées à froid, les parois du

dôme n'étant pas chauffées et les deux fluides étant à la même température. Les équations à résoudre sont donc sans transfert de masse et de chaleur : il n'est donc besoin de résoudre que les équations de conservation pour la masse et la quantité de mouvement pour les deux phases qui sont considérées comme incompressibles dans notre cas. Par ailleurs, les expériences ont été menées à pression atmosphérique et sont soumises à la gravité terrestre.

Dans les équations qui suivent «  $l$  » et «  $g$  » se rapportent respectivement à la phase liquide et à la phase gazeuse.

### 2.3.1 Équations de conservation

#### 2.3.1.a Équations de conservation de la masse

Sans transfert de masse et de chaleur, l'équation de conservation locale de la masse se simplifie en :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) = 0, \quad (2.10)$$

avec :

- $\alpha_k$  est la fraction volumique de la phase  $k$ , avec  $\alpha_l + \alpha_g = 0$
- $\rho_k$  est la masse volumique de la phase  $k$ ,
- $U_{k,i}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse locale moyenne de la phase  $k$ .

#### 2.3.1.b Équations de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation locale de la quantité de mouvement devient dans notre cas d'étude :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,i} U_{k,j}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \tau_{k,ij} + \Sigma_{k,ij}^{Re}) - \alpha_k \frac{\partial P}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k g_i + \sum_{p \neq k} I_{(p \rightarrow k),i} + \alpha_k S_{k,i}^{Ext}, \quad (2.11)$$

avec :

- $P$  est la pression moyenne.
- $g_i$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de l'accélération due à la gravité.
- $\tau_{k,ij} = \mu_k \left( \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \text{div}(U_k) \delta_{ij} \right)$  est la  $(i,j)^{\text{ème}}$  composante du tenseur des contraintes visqueuses de la phase  $k$ .
- $\mu_k$  la viscosité dynamique.
- $\Sigma_{k,ij}^{Re} = -\alpha_k \rho_k \left\langle u'_{k,i} u'_{k,j} \right\rangle_k$  est la  $(i,j)^{\text{ème}}$  composante du tenseur des contraintes turbulentes.
- $S_{k,i}^{Ext}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante du terme source externe de la perte de charge.
- $I_{(p \rightarrow k),i} = I'_{(p \rightarrow k),i}$  représente la  $i^{\text{ème}}$  composante du transfert de quantité de mouvement de la phase  $p$  vers la phase  $k$  privé de la contribution du transfert de masse. Il vérifie  $I_{(l \rightarrow g),i} + I_{(g \rightarrow l),i} = 0$ . Pour notre cas, on choisit de ne prendre en compte que la force de traînée, étant donné la complexité de l'écoulement dont la stratification est difficile à modéliser.

### 2.3.2 Lois de fermeture

Au terme du passage à la moyenne des équations de conservation locales instantanées, le système diphasique possède six inconnues principales :

- la fraction volumique  $\alpha_k$  de la phase  $k$ ,

- la pression moyenne  $P$ ,
- la vitesse moyenne  $U_k$  de la phase  $k$ ,

Afin de résoudre les équations, les termes à modéliser dans NEPTUNE\_CFD sont donc le tenseur des contraintes turbulentes  $\Sigma_{k,ij}^{Re}$  et le terme de traînée dans le transfert interfacial de quantité de mouvement  $I'_{(p \rightarrow k),i}$ .

### 2.3.2.a Modèle de turbulence

Dans le code NEPTUNE\_CFD, plusieurs modèles de turbulence sont disponibles.

- Le modèle  $k - \varepsilon$  standard (Launder *et al.* [47]) est classiquement utilisé pour décrire la turbulence d'un écoulement monophasique, en faisant une hypothèse de type viscosité turbulente. Mais il peut également être étendu à la phase continue d'un écoulement diphasique couplée soit avec une phase dispersée (bulles ou gouttes), soit avec une autre phase continue (dans le cas d'un écoulement stratifié).
- Le modèle  $R_{ij} - \varepsilon$  SSG de Speziale *et al.* [82] ou  $R_{ij} - \varepsilon$  LRR de Launder *et al.* [48] prend en compte de façon plus précise l'anisotropie de la turbulence, en évitant l'hypothèse de type viscosité. Néanmoins, son coût de calcul est supérieur à celui du modèle  $k - \varepsilon$  car il faut résoudre plus d'équations (une équation pour chacune des composantes des contraintes du tenseur de Reynolds).
- Les modèles  $q_2^2 - q_{12}$  et  $R_{ij} - q_{12}$  sont utilisés pour décrire la turbulence de la phase dispersée (comme par exemple des gouttes).  $q_2^2$  représente l'agitation des particules et  $q_{12}$  est la covariance de l'agitation des particules et du gaz. De même que pour le modèle  $k - \varepsilon$ , il est nécessaire de faire une hypothèse de type viscosité pour le modèle  $q_2^2 - q_{12}$ .
- Le modèle d'équilibre local [24] est un modèle algébrique développé dans le cadre de la théorie de Tchen pour modéliser une phase dispersée diluée (des bulles ou des gouttes) transportée par une phase continue. La turbulence de cette phase continue est alors décrite soit par le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ , soit par le modèle  $R_{ij} - \varepsilon$  dans le cas d'une turbulence de Tchen anisotrope.

Les modèles  $q_2^2 - q_{12}$ ,  $R_{ij} - q_{12}$  et d'équilibre local ne sont pas retenus pour notre étude car ils décrivent la turbulence d'une phase discrète (bulles ou gouttes). Le modèle  $R_{ij} - \varepsilon$ , quant à lui, serait adapté à nos cas. Néanmoins, le fait de prendre en compte de façon plus précise l'anisotropie de l'écoulement serait trop coûteux en temps de calcul.

C'est pourquoi, nous avons choisi de décrire la turbulence de chaque phase par une extension du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  classique, utilisé pour un écoulement monophasique. Étant donné le niveau d'approximation des autres modélisations physiques et les problèmes de précision numérique liés à la complexité du maillage, il est inutile de chercher à mettre en œuvre un modèle de turbulence plus sophistiqué.

Le tenseur des contraintes de Reynolds est modélisé pour chaque phase, grâce à l'hypothèse de Boussinesq par :

$$\rho_k \langle u'_{k,i} u'_{k,j} \rangle_k = -\mu_k^t \left[ \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \delta_{i,j} \left[ \rho_k q_k^2 + \mu_k^t \frac{\partial U_{k,m}}{\partial x_m} \right], \quad (2.12)$$

où  $q_k^2 = 1/2 \langle u'_{k,i} u'_{k,i} \rangle_k$  est l'énergie cinétique turbulente de la phase  $k$  et  $\mu_k^t = C_\mu \rho_k (q_k^2)^2 / \varepsilon_k$  est la viscosité turbulente de la phase  $k$  avec  $C_\mu = 0,09$  et  $\varepsilon_k$  la dissipation de l'énergie turbulente de la phase  $k$ .



Le système d'équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente  $q_k^2$  et dissipation turbulente de la phase  $k$  s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho_k \left( \frac{\partial q_k^2}{\partial t} + U_{k,i} \frac{\partial q_k^2}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\alpha_k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_k \frac{\mu_k^t}{\sigma_q} \frac{\partial q_k^2}{\partial x_j} \right) + \rho_k (Prod_k + G_k - \varepsilon_k) + \Pi_{qk}, \quad (2.13)$$

$$\rho_k \left( \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial t} + U_{k,i} \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\alpha_k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha_k \frac{\mu_k^t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_j} \right) + \rho_k \frac{\varepsilon_k}{q_k^2} (C_{\varepsilon_1} Prod_k + C_{\varepsilon_1} \max(G_k, 0) - C_{\varepsilon_2} \varepsilon_k) + C_{\varepsilon_4} \frac{\varepsilon_k}{q_k^2} \Pi_{qk}, \quad (2.14)$$

où :

- $Prod_k$  représente la contribution de la production turbulente (positive) due au gradient de vitesse moyenne de la phase  $k$ ,

$$Prod_k = - \langle u'_{k,i} u'_{k,j} \rangle \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j}. \quad (2.15)$$

- $G_k$  est le terme d'atténuation de la stratification modélisant la corrélation entre les fluctuations de vitesse et de masse volumique de la phase  $k$ ,

$$G_k = - \frac{\nu_k^t}{Pr^t \rho_k} \frac{\partial \rho_k}{\partial \rho_i} g_i, \quad (2.16)$$

avec  $Pr^t = 0,9$  le nombre de Prandtl turbulent.

- $C_{\varepsilon_1} = 1,44$  et  $C_{\varepsilon_2} = 1,92$  sont deux constantes classiques prises venant du modèle monophasique.
- $\Pi_{qk}$  représente l'influence d'une phase sur l'autre, c'est la contribution turbulente apportée par la force de traînée.
- $C_{\varepsilon_4} = 1,2$ ,  $\sigma_q = 1$  et  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  sont des constantes.
- $\Pi_{qk}$  représente l'effet du couplage entre la turbulence des deux phases.

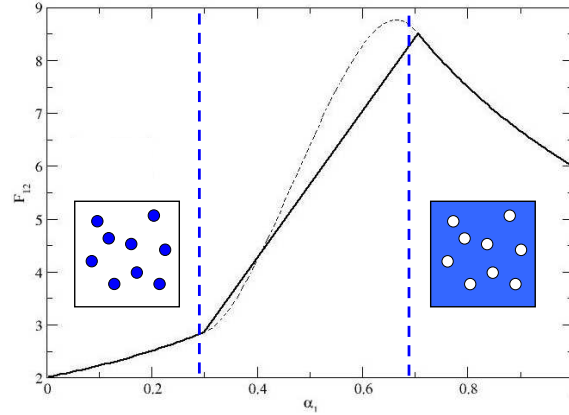
La modélisation du couplage de la turbulence entre les deux phases est très rudimentaire, ce qui pose une vraie question sur la validité de la modélisation de la turbulence dans la zone diphasique. Une piste d'amélioration pourrait se trouver dans les travaux de Llor et Bailly [54]. Des études de sensibilité, présentées au Chapitre 5, permettent d'estimer l'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  retenu ainsi que l'effet de l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée de la canne sur nos résultats.

### 2.3.2.b Force de traînée

Dans notre cas, on choisit de ne prendre en compte que le terme de traînée dans le transfert interfacial de quantité de mouvement, sans considérer les effets liés au terme de masse ajoutée ou autre. Deux modèles de traînée sont adaptés à la configuration de nos écoulements à phase séparée : le modèle de Simmer et le modèle Large Interface Model (LIM). Dans cette partie, nous allons détailler ces deux modèles dont les résultats seront comparés au Chapitre 5.

#### Modèle de Simmer

Le modèle de Simmer [57] est un modèle de traînée à phase séparée dépendant de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l$ . La loi de la force de traînée est ajustée pour avoir un comportement


 FIG. 2.1 : Évolution de la force de traînée en fonction de la fraction volumique de liquide  $\alpha_l$ .

physique aux limites : elle correspond à la traînée de gouttes dans un écoulement gazeux lorsque la fraction volumique de liquide est plus petite que 0,3 et à la traînée de bulles dans un écoulement liquide lorsque la fraction volumique de liquide est plus grande que 0,7. Pour des fractions volumiques intermédiaires, la force de traînée est calculée par interpolation cubique entre ces deux limites (FIG. 2.1).

La  $i^{\text{ème}}$  composante de la force de traînée  $F$  par unité de masse est donnée par les équations suivantes :

$$F_i = \begin{cases} F_{l,i} &= -\frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{C_{Dl}}{d_l} |U_{rel}| U_{rel,i} & \text{si } \alpha_l \leq 0,3, \\ F_{g,i} &= -\frac{3}{4} \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{C_{Dg}}{d_g} |U_{rel}| U_{rel,i} & \text{si } \alpha_l \geq 0,7, \\ f(F_{l,i}(\alpha_l = 0,3), F_{g,i}(\alpha_l = 0,7)) & & \text{si } 0,3 \leq \alpha_l \leq 0,7, \end{cases} \quad (2.17)$$

où  $\alpha_l$  est la fraction volumique du liquide,  $\rho_l$  et  $\rho_g$  sont respectivement la masse volumique du liquide et du gaz,  $d_g$  et  $d_l$  représentent respectivement la taille caractéristique des gouttes et des bulles,  $U_{rel,i}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse relative entre les deux phases,  $f$  est la fonction qui définit l'interpolation cubique, et  $C_D$  est le coefficient de traînée. Ce coefficient est défini par :

$$C_D = \frac{24}{|U_{rel}| d_p / \nu_c} \left( 1 + 0,15 \left( \frac{|U_{rel}| d_p}{\nu_c} \right)^{0,687} \right), \quad (2.18)$$

où l'indice  $p$  correspond à la phase dispersée et l'indice  $c$  à la phase continue, et où  $\nu$  est la viscosité cinématique.

Cette loi présente l'avantage de pouvoir passer d'un régime d'écoulement à un autre. Cependant, pour les fractions volumiques intermédiaires, le modèle de Simmer n'a pas de sens physique. L'ordre de grandeur de la force d'interaction doit toutefois être correct, ce qui demeure satisfaisant vu la complexité de l'écoulement. Ce modèle simple a donné des résultats satisfaisants pour un large panel d'applications [55, 69, 84]. Ce modèle est d'ailleurs couramment utilisé par EDF, notamment pour des écoulements stratifiés.

Cependant, pour des écoulements stratifiés purs, le modèle décrit peut mener à une surestimation ou à une sous-estimation du frottement interfacial entre le gaz et le liquide. En effet, ce modèle de traînée est basé sur l'évaluation du frottement entre une phase continue et une phase

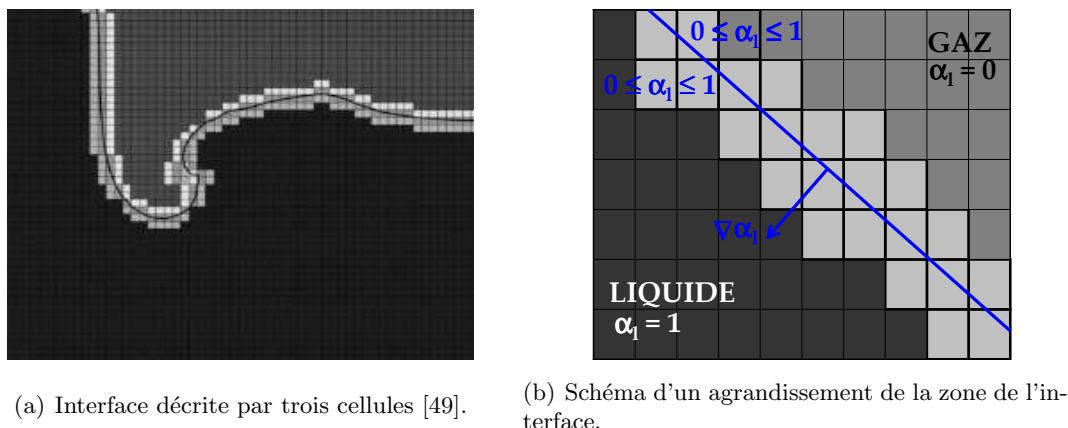


FIG. 2.2 : Construction d'une couche de trois cellules autour de l'interface.

dispersée. Par exemple, pour une fraction volumique de liquide  $\alpha_l$  proche de 0,5, il est possible de considérer un écoulement stratifié avec deux phases continues et deux phase dispersées : soit un écoulement de gouttes dispersées dans un écoulement gazeux, soit un écoulement de bulles dans un écoulement liquide. En conséquence, le modèle de Simmer est très sensible à l'un de ses paramètres : le diamètre des inclusions. Une étude de sensibilité a donc été menée afin de mesurer l'influence de ce paramètre sur nos résultats (voir Chapitre 5).

Une alternative pour améliorer la modélisation du frottement interfacial est donc la reconnaissance des grandes interfaces.

### Modèle *Large Interface Model (LIM)*

Pour certaines applications, les interfaces entre le liquide et le gaz sont plus grandes que la taille des cellules du domaine de calcul. Elles sont appelées « grandes interfaces ». Dans la plupart des cas, ces grandes interfaces (également appelées surfaces libres) sont ondulées ou irrégulières, car le liquide et le gaz sont turbulents. Le modèle LIM ou Large Interface Model, validé à partir des mesures expérimentales de Fabre *et al.* [27], est disponible dans la version V1.0.8 de NEPTUNE\_CFD depuis 2011 [49]. Ce modèle, décrit par Coste [19], est adapté aux écoulements stratifiés avec une approche Euler-Euler. Il permet de localiser la surface libre et de prendre en compte le transfert de quantité de mouvement et de turbulence entre deux phases, avec une loi de traînée anisotrope.

Dans une première étape, il est nécessaire de localiser les grandes interfaces dans le domaine de calcul à chaque pas de temps. La méthode est basée sur le gradient de la fraction volumique de liquide qui est l'une des principales variables calculées à chaque pas de temps. Le calcul de ce gradient permet de localiser correctement l'interface dans de nombreuses configurations. Le modèle LIM consiste ensuite à construire une couche de trois cellules autour de l'interface : une cellule du côté du liquide, une cellule dans la zone intermédiaire et une cellule du côté du gaz (FIG. 2.2). À l'extérieur de la couche de trois cellules, la traînée est isotrope (comme dans le modèle de la loi de Simmer). Pour plus de précision sur le modèle, on peut se référer au Manuel théorique de NEPTUNE\_CFD fourni par EDF R&D [26] ou à l'article de Coste [19].

La modélisation du frottement interfacial nécessite de faire une hypothèse sur le régime d'écoulement à surface libre (qui peut être lisse, ondulé, ...). La prédiction de la forme de la sur-

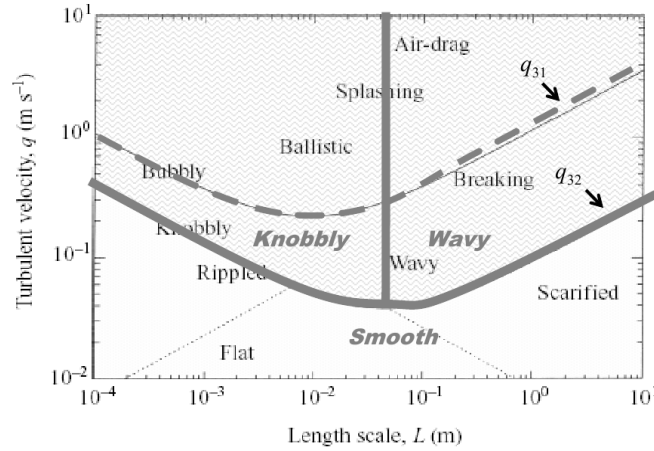


FIG. 2.3 : Diagramme L-q de Brocchini et Peregrine [14]. — : Limites des trois régimes pour LIM (« lisse », « ondulé » et « bosselé »).

face libre est donnée par le diagramme L-q de Brocchini et Peregrine [14] comme une fonction de la vitesse turbulente liquide. Ce diagramme repose sur l'idée que la régularité d'une surface libre est brisée par l'énergie cinétique turbulente des gouttes, tandis que la tension de surface et la gravité empêchent la surface libre de se briser. Le diagramme de Brocchini et Peregrine est réduit aux trois régions pour lesquelles le modèle LIM est écrit : le régime « lisse » pour un faible régime de turbulence et les régimes « ondulé » et « bosselé » pour une turbulence plus forte (FIG. 2.3).

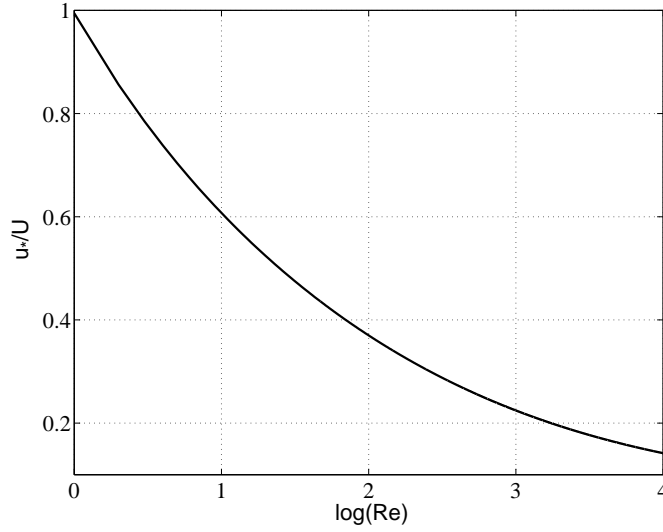
Contrairement au modèle de Simmer, les modèles de turbulence  $k - \varepsilon$  des deux phases sont couplés, via des lois de paroi à l'interface séparant les deux fluides.

Ce modèle a été comparé avec succès à une expérience dans un canal eau / air [8] ou pour des écoulements à surface libre dans l'hydraulique fluviale [57]. Avec sa localisation de l'interface, ce modèle pourrait améliorer la prise en compte du transfert de quantité de mouvement dans la modélisation. Cependant, LIM est encore en cours de validation à EDF R&D, uniquement pour des écoulements en régime stationnaire sur des maillages structurés. Il pourrait donc ne pas être tout à fait adapté à notre cas qui implique à la fois un maillages complexe et des écoulements diphasiques dont l'interface bouge vite. Le modèle LIM a toutefois été testé et comparé au modèle de Simmer. Les résultats de cette comparaison sont présentés dans le Chapitre 5.

### 2.3.3 Loi de paroi

Une fonction de friction turbulente standard est utilisée pour la condition aux limites en paroi. Cette loi, communément utilisée en mécanique des fluides monophasique, ne prend pas en compte le caractère diphasique de l'écoulement. Elle est modélisée dans NEPTUNE\_CFD de façon à rendre le calcul de la vitesse de frottement  $u_*$  indépendant de la taille de maille pariétale, grâce à l'utilisation d'une loi de paroi qui raccorde la vitesse  $U$  du fluide à la condition d'adhérence à la paroi. Cette loi est fonction de la distance adimensionnée  $y^+$ , définie par :

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu}, \quad (2.19)$$


 FIG. 2.4 : Évolution du polynôme d'ordre 10 approchant la solution  $x = u_*/U$ .

où  $y$  est la distance à la paroi et  $u_*$  la vitesse de frottement. La vitesse de frottement  $u_*$  est calculée à partir de la relation proposée par Van Driest [90] :

$$\frac{d}{dy^+} \left( \frac{U}{u_*} \right) = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + [4\kappa y^+(1 - \exp(-y^+/A))]^2}}, \quad (2.20)$$

où  $A = 25,6$  et  $\kappa = 0,42$ .

Cette équation est intégrée ensuite de manière à obtenir le profil  $U/u_*$  en fonction de la valeur de  $y^+$  :

$$\frac{U}{u_*} = F(y^+), \quad (2.21)$$

avec  $y^+ = \frac{yu_*}{\nu} = Re \frac{u_*}{U}$ . En posant  $x = u_*/U$ , l'équation devient :

$$\frac{1}{x} = F(xRe). \quad (2.22)$$

Connaissant la valeur du fluide  $U$  à une certaine distance de la paroi  $y$  et donc celle du nombre de Reynolds  $Re$ , la solution  $x$  de cette équation est approchée dans le code par l'exponentielle d'un polynôme d'ordre 10 en  $\log(Re)$ , pour  $1 \leq Re \leq 10\,000$  (voir Figure 2.4). Si  $Re < 1$ ,  $x = u_*/U = 1$ . Pour  $Re > 10\,000$ , le polynôme est prolongé linéairement en assurant la continuité du polynôme et de sa dérivée.

Sachant  $x$ , on peut déterminer la vitesse de frottement  $u_* = xU$ . Une seconde vitesse de frottement est ensuite introduite  $u_q$ , en fonction de l'énergie cinétique turbulente prédite en  $y$  :

$$u_q = \sqrt{q^n \sqrt{C_\mu}}, \quad (2.23)$$

où  $q^n$  est l'énergie cinétique turbulente à l'étape  $n$  et  $C_\mu = 0,09$ . Cette relation est vérifiée dans la zone établie d'une couche logarithmique.

Le frottement est modélisé par :

$$(\eta + \eta^\dagger) \frac{\partial U}{\partial y} = \rho u_* u_q, \quad (2.24)$$

où  $\eta$  est la viscosité dynamique,  $\eta^t$  est la viscosité dynamique turbulente et  $\rho$  la masse volumique.

Afin de vérifier l'hypothèse d'équilibre entre la production turbulente  $Prod$  et le taux de dissipation  $\varepsilon$  :

$$(\eta + \eta^t) \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 = \rho \varepsilon, \quad (2.25)$$

la condition suivante est imposée :

$$\frac{\partial U}{\partial y}(\hat{y}) = \frac{u_*}{\kappa \hat{y}}, \quad (2.26)$$

où  $\hat{y}$  est la mi-distance entre la paroi et le point où est donnée la vitesse  $U$  du calcul ( $\hat{y} = y/2$ ).

En pratique, cela revient à imposer :

$$U_{wall} = U^n(y) - \frac{u_* y}{\kappa \hat{y}}, \quad (2.27)$$

où  $U^n$  est la vitesse à l'étape  $n$ .

Parallèlement, pour l'énergie de la turbulence et le taux de dissipation, on suppose vérifiées les conditions suivantes qui correspondent à la zone établie d'une couche limite turbulente à l'équilibre :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}(y) = -\frac{u_q^3}{\kappa y^2}, \quad (2.28)$$

$$q(y) = \frac{u_q u_*}{\sqrt{C_\mu}}. \quad (2.29)$$

À partir de ces deux équations, on en déduit une condition mixte pour le taux de dissipation et une condition de Dirichlet pour l'énergie cinétique à la paroi sous la forme :

$$\varepsilon_{wall} = \varepsilon^{n+1}(y) + \frac{u_q^3 y}{\kappa \hat{y}^2}, \quad (2.30)$$

$$q_{wall} = \frac{u_q u_*}{\sqrt{C_\mu}}. \quad (2.31)$$

Une étude a été menée sur le cas expérimental à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  en remplaçant cette fonction de friction turbulente standard par une loi de glissement. Les résultats ont montré peu de sensibilité aux conditions aux limites en paroi (voir Annexe C.4).



# Chapitre 3

## Simulation numérique de la maquette expérimentale du LEGI

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Maillages</b>	<b>45</b>
3.1.1	Maillage régulier simplifié à quatre injecteurs	46
3.1.2	Maillages à 122 injecteurs représentatifs de la géométrie LEGI	46
<b>3.2</b>	<b>Paramètres et modélisations mathématiques</b>	<b>49</b>
3.2.1	Rappel de la configuration de l'écoulement	49
3.2.2	Options numériques	49
3.2.3	Modélisations mathématiques	50
<b>3.3</b>	<b>Conditions aux limites pour le « cas de référence »</b>	<b>50</b>
3.3.1	Conditions aux limites en entrée	50
3.3.2	Conditions aux limites en sortie	54
3.3.3	Conditions aux limites en paroi	54
<b>3.4</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>54</b>
3.4.1	Tests préliminaires avec une ouverture totale de la vanne à 90°	54
3.4.2	Simulations avec une ouverture de la vanne de 0° à 90°	59
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>62</b>

---

Les travaux de thèse présentés consistent à simuler à l'aide du code de calcul NEPTUNE\_CFD le remplissage transitoire du dôme de la maquette expérimentale du LEGI aux temps longs, en se plaçant dans les conditions expérimentales.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents maillages qui ont été conçus dans le cadre de ces études, puis exposer les paramètres, les modèles mathématiques choisis ainsi que les conditions aux limites imposées, avant de détailler quelques simulations de référence.

### 3.1 Maillages

Plusieurs maillages ont été conçus afin d'étudier le remplissage en eau de la maquette expérimentale du LEGI (FIG. 1.6) : un maillage avec une configuration simplifiée à quatre injecteurs et deux maillages représentatifs de la géométrie LEGI avec et sans chambre en sortie des 122 injecteurs.



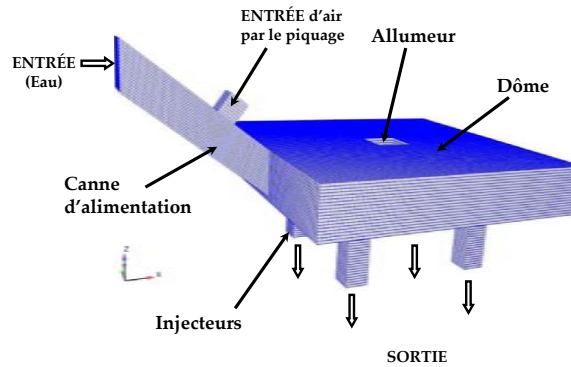


FIG. 3.1 : Maillage 3D simplifié à quatre injecteurs.

### 3.1.1 Maillage régulier simplifié à quatre injecteurs

Compte tenu de la physique et de la géométrie complexe du problème étudié, un maillage simplifié à quatre injecteurs (FIG. 3.1) a été conçu pour dégrossir le problème en étudiant l'écoulement globalement (au niveau des débits d'eau sortant, de la masse d'eau dans le dôme, ...) et tester l'influence de l'injection d'air en entrée.

Ce maillage 3D de 267 705 hexaèdres sans raccordement non conforme est constitué :

- d'une canne d'alimentation (de 30 mm de côté et de 118 mm de longueur),
- d'un piquage pour le gaz de balayage (de 14 mm de côté et de 16 mm de hauteur),
- d'un dôme (de 204 mm de côté et de 35 mm de hauteur),
- d'un allumeur (de 27 mm de côté),
- de 4 injecteurs (de 16 mm de côté et de 51 mm de hauteur).

Il faut noter que deux critères ont été respectés pour sa conception. D'une part, le volume de ce dôme simplifié est équivalent au volume du dôme de la maquette du LEGI. D'autre part, la surface passante des quatre injecteurs est équivalente à la surface passante des 122 injecteurs de la maquette du LEGI.

### 3.1.2 Maillages à 122 injecteurs représentatifs de la géométrie LEGI

Pour simuler de façon représentative les cas expérimentaux du LEGI, deux maillages ont été conçus : un maillage sans chambre en sortie des injecteurs et un autre avec une chambre en sortie des injecteurs, afin de déporter la condition aux limites de sortie en pression.

#### 3.1.2.a Sans chambre en aval des injecteurs

La simulation du cas de référence, dont les résultats sont analysés globalement Section 3.4.2.a et en détail Chapitre 6, est menée sur un maillage 3D de 1 124 00 hexaèdres, conçu avec Simail 7.04. Sa géométrie est équivalente à la maquette expérimentale du LEGI (voir la Figure 3.2 (a)). Cette géométrie industrielle est composée :

- d'une canne d'alimentation (avec une section d'entrée de 25 mm prolongée par un tube de 35 mm de diamètre),
- d'un dôme (de 224 mm de largeur et de 29 mm de hauteur),
- de 122 injecteurs formés de deux tronçons coaxiaux (dont le premier tronçon, relié au dôme, est de 7 mm de hauteur et de 2,4 mm de diamètre, et se prolonge par un second tronçon de 50 mm de hauteur et de 3,5 mm de diamètre),
- d'un allumeur positionné au centre du dôme (de 24 mm de diamètre).

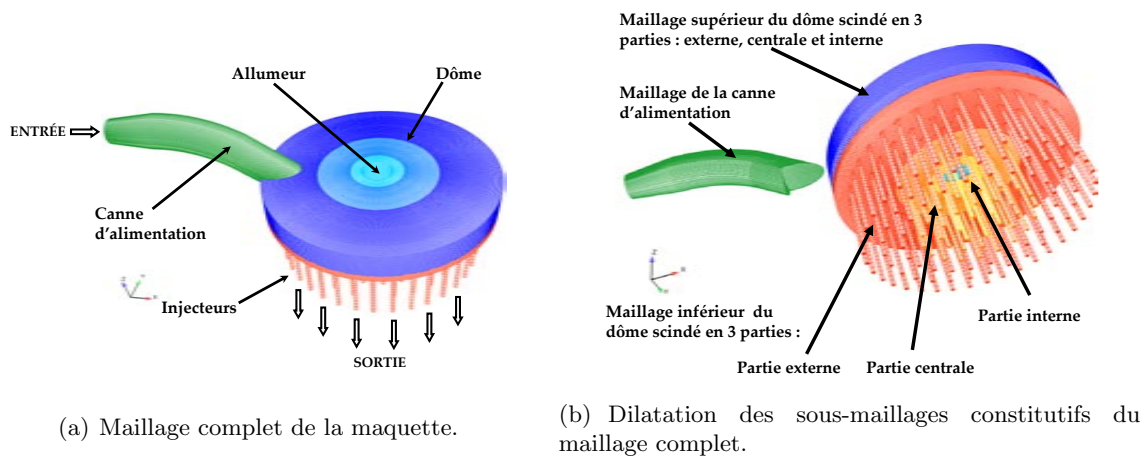


FIG. 3.2 : Maillage 3D représentatif de la maquette LEGI.

Le maillage décrit dans cette partie a été conçu pour être le plus proche possible de la maquette expérimentale du LEGI. Il faut cependant noter que la hauteur totale de chaque injecteur est de 57 mm dans le maillage, alors qu'elle est de 50 mm dans la maquette expérimentale, soit un écart relatif de 14% au niveau de la hauteur totale. Étant donné le faible impact observé de la longueur des injecteurs sur les calculs et l'avancement des travaux en terme de simulation et d'analyse, nous avons préféré conserver la longueur de 57 mm.

Vu la complexité de la géométrie à représenter, il est nécessaire d'avoir recours à un maillage non structuré. Cependant un travail spécifique a été réalisé au niveau de la conception de ce maillage afin qu'il soit le plus régulier et le plus structuré possible. Comme mentionné précédemment, ce maillage est constitué uniquement d'hexaèdres pour avoir la meilleure précision possible au niveau du calcul des gradients.

Le maillage complet est le résultat du recollement de 7 sous-maillages : un sous-maillage pour la canne et les 6 autres pour le dôme munis des 122 injecteurs, comme le montre la Figure 3.2 (b). Le maillage de l'ensemble {dôme + 122 injecteurs} est constitué d'une zone supérieure et d'une zone inférieure, chacune d'elle étant constituée d'une partie externe, d'une partie centrale et d'une partie interne. Les recollements entre ces sous-maillages sont de différentes natures :

- Un travail important a été mené pour assurer un raccordement conforme entre la canne d'alimentation et le dôme (FIG. 3.3 (a)), ainsi qu'entre les 122 injecteurs et la zone inférieure du dôme (FIG. 3.3 (b)).
- Pour que l'écoulement ne soit pas affecté par la forme du maillage, ce raccordement conforme entre le dôme et les 122 injecteurs n'est prolongé que sur 20% de la hauteur du dôme. Le raccordement est donc non conforme dans le dôme entre ses parties inférieures (FIG. 3.3 (c)) et supérieures (FIG. 3.3 (d)).
- La méthode O-Grid a été utilisée afin de mailler correctement le volume torique du dôme. Toutefois pour que les dimensions des mailles de l'extérieur du dôme ne soient pas trop larges, chacune des deux zones du dôme (inférieure et supérieure) est subdivisée en trois sous-maillages, raccordés de façon semi-conforme. En d'autres termes, les maillages des parties externe / centrale et centrale / interne sont raccordés une maille sur deux (FIG. 3.3 (e) et FIG. 3.3 (f)).

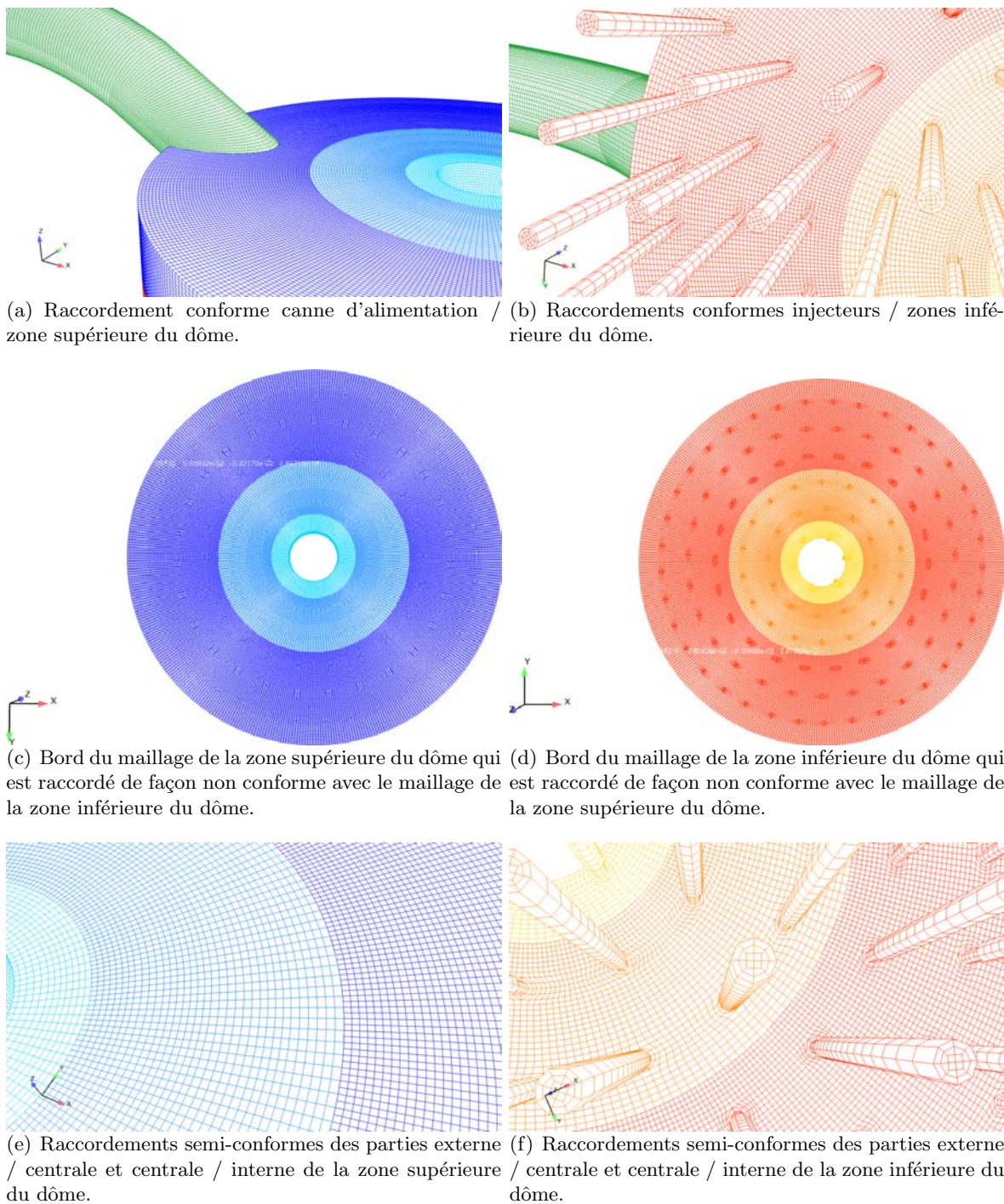


FIG. 3.3 : Raccordements au sein du maillage 3D représentatif de la maquette LEGI.

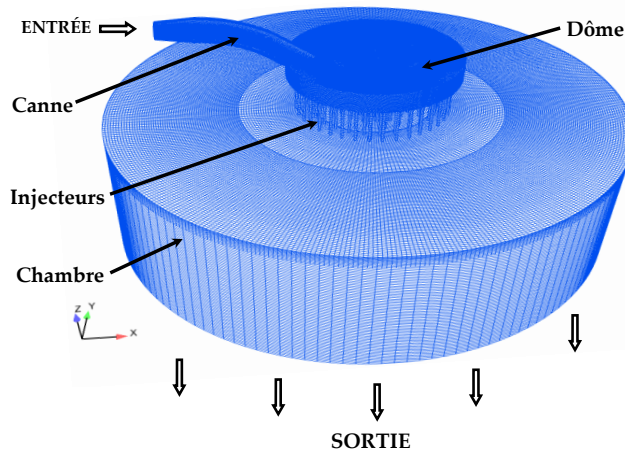


FIG. 3.4 : Maillage 3D représentatif de la maquette LEGI avec chambre en sortie des injecteurs.

### 3.1.2.b Avec une chambre en aval des injecteurs

Pour concevoir ce maillage (représenté sur la Figure 3.4), une chambre cylindrique a simplement été rajoutée en sortie des injecteurs par un raccordement non conforme au maillage présenté à la Section 3.1.2.a. Cette chambre, maillée de 669 300 hexaèdres, a pour hauteur sept fois celle du dôme (soit 198 mm) et trois fois son diamètre (soit 672 mm), afin que l'écoulement dans la chambre ne perturbe pas l'écoulement dans les injecteurs.

## 3.2 Paramètres et modélisations mathématiques

Dans cette partie, nous allons décrire succinctement les paramètres et les modèles mathématiques choisis pour les simulations de référence du remplissage en eau du dôme de la maquette LEGI, initialement remplie d'air.

### 3.2.1 Rappel de la configuration de l'écoulement

Nous considérons un écoulement diphasique eau / air, sans transfert de masse et de chaleur, à température et pression ambiantes et avec prise en compte de la gravité. Les propriétés des deux phases sont répertoriées dans le Tableau 3.1.

Fluide	Eau (en phase 1)	Air (en phase 2)
État	liquide	gazeux
Masse volumique $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1,2
Viscosité dynamique $\mu$ [Pa.s]	$10^{-3}$	$1,85 \times 10^{-5}$

TAB. 3.1 : Propriétés physiques des deux fluides pour les simulations des cas expérimentaux.

### 3.2.2 Options numériques

Les simulations sont effectuées avec NEPTUNE\_CFD V1.08 avec les paramètres numériques par défaut. Le Tableau 3.2 récapitule le paramétrage des nombres de Courant et de Fourier maximaux.

CFL maximal Phase 1 : 1	Fourier maximal Phase 1 : 10	CFL maximal $\alpha_1$ : 1000
CFL maximal Phase 2 : 1	Fourier maximal Phase 2 : 10	CFL maximal $\alpha_2$ : 1000

TAB. 3.2 : Paramétrage des nombres de Courant et de Fourier maximaux.

Les calculs ont été effectués avec un pas de temps variable, en fixant à  $10^{-5}$  s le pas de temps minimal. Compte tenu de la taille minimale des mailles ( $\Delta x_{Min} \approx 5 \times 10^{-4}$  m), le pas de temps minimal autorisé devrait être  $5 \times 10^{-7}$  s, pour vérifier la condition de CFL :

$$\frac{V_{Max} \Delta t_{Min}}{\Delta x_{Min}} \leq 1,$$

avec  $V_{Max} = 100 \times V_{Ref} \approx 10^3$  m/s pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . Étant donné que la pression est mal résolue aux petits pas de temps, nous avons pris le parti de ne pas permettre au pas de temps de descendre en dessous de  $10^{-5}$  s. Dans l'Annexe C.3 se trouve l'évolution du CFL au cours du temps.

### 3.2.3 Modélisations mathématiques

Les simulations des cas expérimentaux présentées dans la Partie 3.4 et dans le Chapitre 6 sont menées en choisissant les modèles suivants :

- l'écoulement diphasique est incompressible pour les deux phases, la compressibilité de l'air ayant peu d'impact sur nos résultats (voir Section 3.4.2.c),
- le modèle de turbulence retenu est  $k-\varepsilon$  pour les deux phases (avec une intensité turbulente  $I_u$  en entrée de 5%), les études de sensibilité présentées dans la Partie 5.2 ne révélant pas d'impact majeur de ce modèle et de son paramètre  $I_u$  sur nos résultats,
- le modèle de traînée sélectionné est celui à phase séparée de Simmer (avec un diamètre des particules  $d_i = 10^{-3}$  m), suite aux résultats des tests présentés dans la Partie 5.3 qui se montrent en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

Des études de sensibilité menées au préalable et présentées au Chapitre 5 ont ainsi montré soit que ces options sont mieux adaptées, soit qu'elles ont peu d'impact sur les résultats.

## 3.3 Conditions aux limites pour le « cas de référence »

Dans cette partie, nous allons détailler les conditions aux limites imposées pour le calcul dit de « référence » (dont les résultats sont présentés à la Partie 3.4.2.a). Ce cas est sans chambre en aval des 122 injecteurs et correspond à l'expérience menée au LEGI pour le nombre de Weber de référence  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

### 3.3.1 Conditions aux limites en entrée

#### 3.3.1.a Modélisation de l'ouverture de la vanne à boisseau des expériences LEGI

L'eau est injectée au niveau de l'entrée de la canne, avec une masse volumique  $\rho_1 = 1000$  kg/m<sup>3</sup> et une viscosité dynamique  $\mu_1 = 10^{-3}$  Pa.s. Comme expliqué précédemment, un nombre de Weber est imposé en entrée :  $We_{Ref} = \rho_1 V_{Ref}^2 D / \sigma$ , où  $V_{Ref}$  est la vitesse d'entrée de l'eau de référence supposée maximale, quand la vanne est pleinement ouverte,  $D$  est le diamètre d'entrée de la vanne à boisseau et  $\sigma$  est la tension de surface. Quand le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  est activé, les conditions sur la turbulence sont constantes et basées sur les caractéristiques de l'écoulement quand la vanne est pleinement ouverte. En d'autres termes, le nombre de Weber impose la valeur de l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2 = 3/2(V_{Ref} I_u)^2$  et celle

de la dissipation turbulente  $\varepsilon_1 = C_\mu(q_1^2)^{3/2}l^{-1}$ , où  $I_u = 5\%$  est l'intensité turbulente imposée en entrée,  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D$ .

L'injection prend en compte l'ouverture complète de la vanne à boisseau entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , afin de se placer dans les mêmes conditions que les expériences menées au LEGI. Cela implique de prendre en considération l'évolution temporelle de la direction des vecteurs-vitesse, de l'aire de la surface d'ouverture de la vanne et du débit d'eau massique en entrée.

Les données expérimentales d'entrée disponibles sont le débit massique d'eau et l'angle d'ouverture  $\theta$  de la vanne à boisseau. Il reste donc à déterminer l'évolution de la surface d'ouverture de cette vanne. Une première simplification consiste à transformer le problème géométrique 3D de la vanne en un problème 2D qui peut être résolu au niveau du même plan que le maillage d'entrée de la canne d'alimentation (FIG. 3.5).

Ainsi l'intersection d'un disque fixe et d'un disque mobile qui se trouvent dans deux plans distincts se ramène à l'intersection d'un disque fixe et d'une ellipse mobile dans le même plan (celui du plan d'entrée de la canne d'alimentation). Cette ellipse est la projection du disque mobile dans le plan du disque fixe et évolue au cours du temps (en particulier, la position de son centre  $O'$  et la dimension de son demi-petit axe appelé  $r$ ). Après calculs (voir Annexe B.1 pour plus de détails), l'aire de la surface d'intersection, appelée  $S_{Exp}$ , est :

$$S_{Exp} = R^2 \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right) - \frac{R^2 d_{CE}}{R+r} \sin\left(\arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)\right) + \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right) (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{4} \sin\left(2 \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)\right) - \frac{r d_{CE} R}{R+r} \sin\left(\arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)\right), \quad (3.1)$$

où :

- $\theta$  est l'angle d'ouverture de la vanne à boisseau,
- $D$  est le diamètre de la vanne,
- $R = D/2$  est la rayon de la vanne,
- $L$  est la longueur de passage de la vanne,
- $d_{CE} = L/2 \cos\theta$  est la distance entre le centre du disque  $O$  et celui de l'ellipse  $O'$ ,
- $r = D/2 \sin\theta$  est le demi-petit axe de l'ellipse projetée.

En fait, l'évolution de l'aire de la surface d'ouverture  $S_{Exp}$  est exprimée en fonction de  $\theta$ , l'angle d'ouverture de la vanne à boisseau. Comme la loi d'ouverture de la vanne fait partie des données expérimentales fournies par le LEGI, on peut en déduire l'évolution de la surface d'ouverture  $S_{Exp}$  (calculée « théoriquement ») au cours du temps.

Le second problème à prendre en compte vient du maillage d'entrée de la canne d'alimentation, qui est discret. Il est donc nécessaire de déterminer au cours du temps quelles cellules de la zone d'entrée sont bien dans la zone d'ouverture de la vanne, appelée  $S_{Num}$ . Les cellules de la zone d'entrée sont ainsi détectées grâce à une seconde simplification : ces cellules sont bien dans la zone d'ouverture si elles sont inscrites dans une ellipse de centre  $I$ , dont le demi-petit axe est  $JK/2$  et dont le demi-grand axe est  $IM$ . En conséquence, cela revient à dire que les coordonnées  $(Y,Z)$  des cellules de la zone d'ouverture de l'entrée vérifient :

$$\left(\frac{Y - Y_I}{JK/2}\right)^2 + \left(\frac{Z - Z_I}{IM}\right)^2 \leq 1. \quad (3.2)$$

Ce critère est ensuite directement utilisé par le code NEPTUNE\_CFD qui évalue les valeurs possibles de l'aire de la surface d'ouverture numérique  $S_{Num}$ . En comparant les valeurs de  $S_{Num}$  et de  $S_{Exp}$ , on peut en déduire les différents temps d'ouverture de la vanne  $t_i$  possibles, puis les

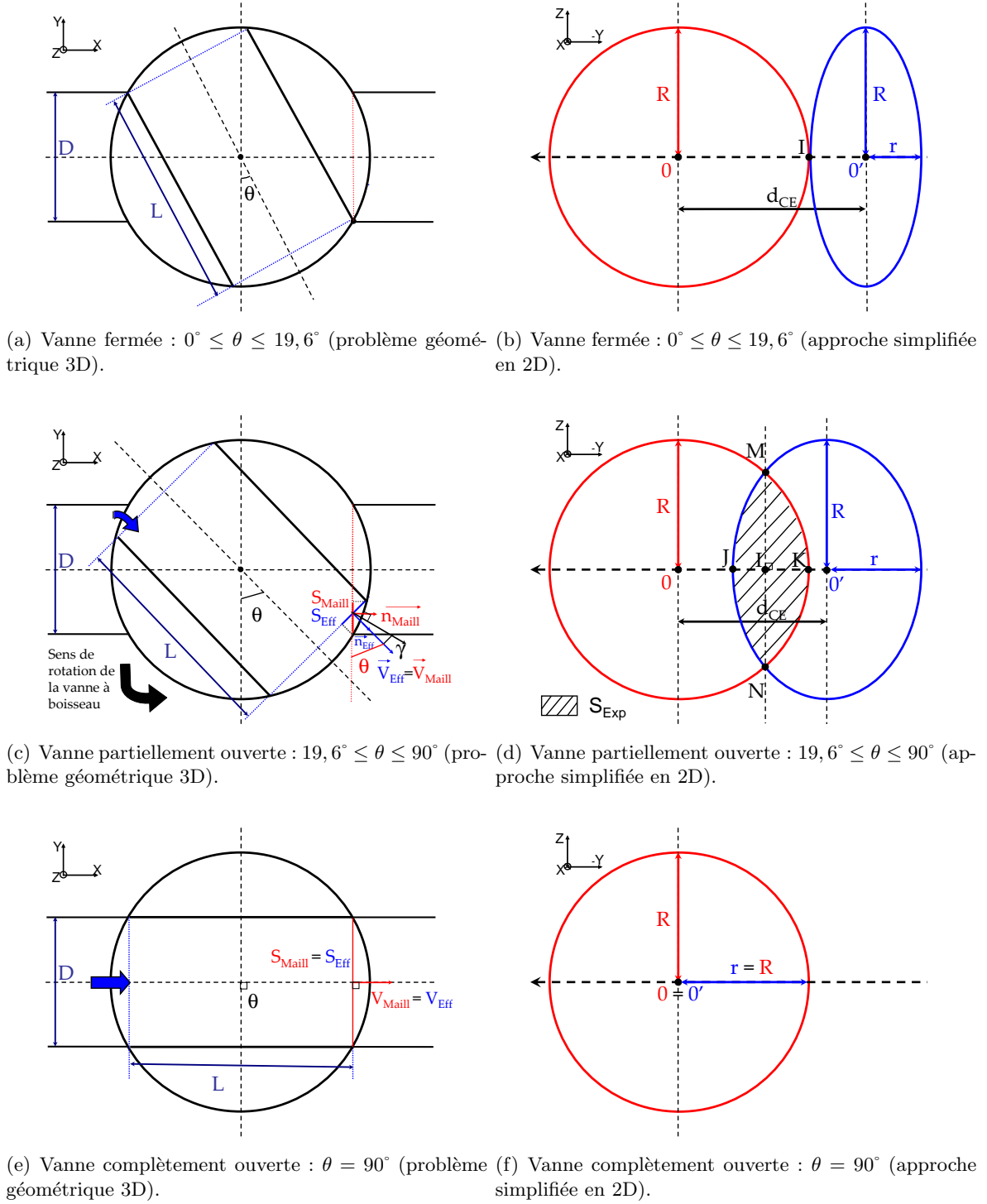
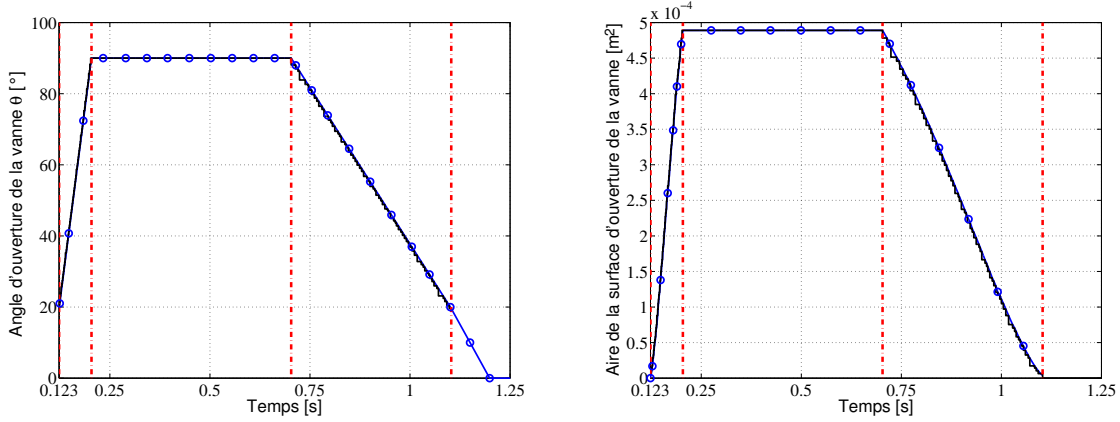


FIG. 3.5 : Transformation du problème géométrique 3D de la vanne à boisseau en un problème géométrique 2D dans le plan du maillage d'entrée de la canne.



(a) Angles d'ouverture de la vanne  $\theta$  expérimental et (b) Aires des surfaces d'ouverture de la vanne expérimentale et numérique.

FIG. 3.6 : Comparaisons entre les données d'entrée expérimentales et les données d'entrée numériques pour l'angle d'ouverture et l'aire de la surface d'ouverture de la vanne.  $\text{---}\circ\text{---}$  : Données d'entrée expérimentales,  $\text{---}$  : Données d'entrée numériques.

débits d'eau massiques en entrée  $Q_{Exp}(t_i)$  associés (qui sont interpolés dans le code), et enfin la vitesse numérique  $V_{Num}(t_i)$  donnée par :

$$V_{Num}(t_i) = \frac{Q_{Exp}(t_i)}{S_{Num}(t_i)\rho_1 \cos(\alpha_{Num})}, \quad (3.3)$$

où  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$  est l'angle d'injection, avec  $\theta' = \theta + \gamma = \theta + \arctan^{-1}\left(\frac{\cos(\theta)}{1+\sin(\theta)}\right)$  ( $\theta$  et  $\gamma$  sont représentés sur la Figure 3.5 (c)). La Partie 5.1 présente une étude plus approfondie de l'impact de l'angle d'injection sur les résultats de la simulation (voir Annexe B.3 pour le détail du calcul de  $\theta'$ ).

### 3.3.1.b Validation de la modélisation de l'ouverture

Cette partie présente la validation préliminaire de l'ouverture de la vanne, grâce à une comparaison entre les données d'entrée modélisées dans le code NEPTUNE\_CFD à l'IMFT et les données expérimentales fournies par le LEGI.

La Figure 3.6 compare l'angle d'ouverture expérimental de la vanne  $\theta$  et l'aire de la surface d'ouverture correspondante  $S_{Exp}$  (déduite de l'équation 3.1) aux données numériques modélisées. Comme cela a été mentionné précédemment, le maillage d'entrée de la canne d'alimentation est discret, c'est pourquoi l'aire de la surface numérique  $S_{Num}$  est légèrement crénelée. Sur les graphiques présentés, les lignes mixtes verticales indiquent les instants correspondant aux différentes positions de la vanne à boisseau : le premier pour le début effectif de l'ouverture de la vanne ( $\theta = 19,6^\circ$  à  $t = 0,123$  s), le second quand la vanne est complètement ouverte ( $\theta = 90^\circ$ ), le troisième quand la vanne commence à fermer jusqu'à  $\theta = 19,6^\circ$ , qui est signalé par la dernière ligne rouge mixte. Quand  $\theta < 19,6^\circ$ , la vanne est effectivement fermée et il n'y a pas de débit d'eau massique en entrée. C'est pourquoi, les simulations ne commencent réellement  $t = 0,123$  s, quand  $\theta \geq 19,6^\circ$  afin de gagner du temps, alors que les expériences débutent avant à  $t = 0$  s. Ainsi, dans les figures qui suivent, le temps d'origine est  $t = 0,123$  s, pour rendre les figures plus lisibles.



La Figure 3.7 (a) montre une comparaison du débit d'eau massique d'entrée expérimental lissé avec le débit numérique modélisé dans NEPTUNE\_CFD. L'écart relatif entre les débits expérimental et numérique est inférieur à 1% en valeur absolue, ce qui démontre un bon accord entre les données d'entrée expérimentale et numérique.

La vitesse d'entrée expérimentale, qui est déduite par  $V_{Exp} = Q_{Exp}/(\rho_1 S_{Exp})$ , est comparée à la vitesse d'entrée numérique  $V_{Num}$  sur la Figure 3.7 (b). La vitesse d'entrée numérique est en bon accord avec la vitesse d'entrée expérimentale déduite durant l'ouverture de la vanne et en parfait accord quand la vanne est pleinement ouverte. Cependant, on peut remarquer un écart par rapport aux vitesses d'entrée expérimentales durant la phase de fermeture. En effet, l'aire de la surface d'ouverture en entrée est discrète, ce qui provoque les écarts au niveau de la vitesse d'entrée durant cette phase. La méthode de calcul de  $S_{Num}$  pourrait être améliorée pour obtenir des valeurs numériques plus proches de  $S_{Exp}$ , ce qui réduirait les effets de seuil et donc les sauts de vitesse : les calculs seraient ainsi plus stables numériquement.

### 3.3.2 Conditions aux limites en sortie

En ce qui concerne les conditions aux limites en sortie, une pression de sortie à l'air libre est imposée. Par ailleurs, une perte de charge singulière  $\Delta P_S = \frac{1}{2}\zeta\rho U^2$  est répartie sur les quatre dernières cellules de l'injecteur avec  $\zeta = 1$ , afin de modéliser la convergence brusque lorsque l'écoulement provenant de la chambre de combustion re-entre par les injecteurs (FIG. 3.8). Nous verrons au Chapitre 4 qu'il n'est pas correct de modéliser la présence de la chambre par une perte de charge singulière en sortie, lorsque l'écoulement est sortant.

Il faut mentionner que des cas-test présentés au Chapitre 4 ont montré qu'il n'est pas nécessaire de modéliser la présence de la chambre par une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de chaque injecteur. Nous avons toutefois conservé cette perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en raison de son effet stabilisant sur nos calculs. Nous avons en effet rencontré des problèmes de stabilité du code pour les configurations d'écoulement envisagées (le code peut diverger, ce qui entraîne des vitesses élevées, une pression qui augmente, tandis que le pas de temps chute). La présence de cette perte de charge n'a pas d'impact qualitatif sur nos résultats et son impact quantitatif a été évalué au Chapitre 4.

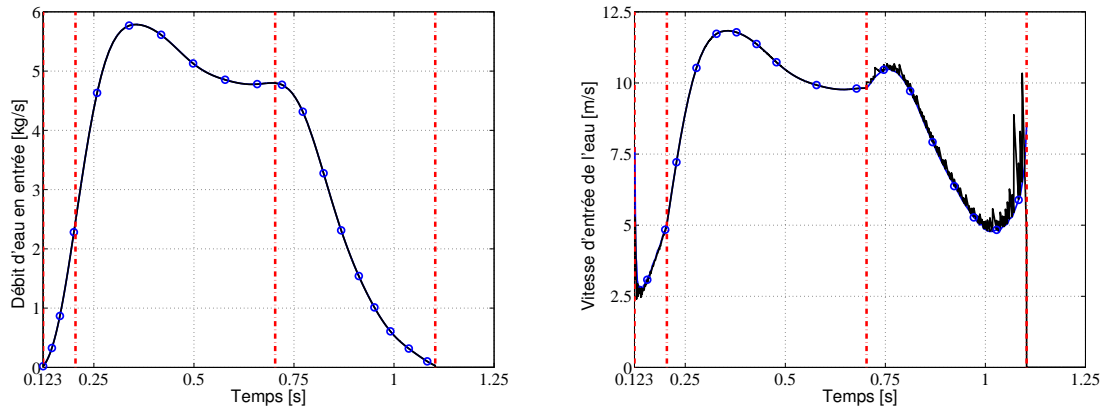
### 3.3.3 Conditions aux limites en paroi

En ce qui concerne les conditions aux limites en paroi, une fonction de friction turbulente standard [90] est utilisée dans nos cas (voir Section 2.3.3).

## 3.4 Simulations numériques

### 3.4.1 Tests préliminaires avec une ouverture totale de la vanne à 90°

Avant de considérer la configuration dans toute sa complexité, il est intéressant de simplifier le problème du remplissage du dôme, en considérant un domaine géométrique simplifié à 4 injecteurs où l'on injecte de l'eau sur toute la surface d'entrée de la canne d'alimentation du dôme. Dans un premier temps, nous allons mesurer l'impact de la simplification géométrique opérée, en comparant les résultats obtenus sur ce maillage simplifié avec ceux sur le maillage à 122 injecteurs dont la géométrie est représentative de la maquette expérimentale du LEGI. Dans un second temps, nous allons tester sur le maillage simplifié à 4 injecteurs l'effet de l'injection d'air par le piquage situé sur la canne d'alimentation.



(a) Évolution des débits d'eau massiques d'entrée expérimental et numérique. (b) Évolution des vitesses d'entrée de l'eau expérimentale déduite et numérique.

FIG. 3.7 : Comparaison entre les données d'entrée expérimentales et numériques pour le débit massique et la vitesse d'entrée de l'eau.  $\circ$  : Données d'entrée expérimentales,  $—$  : Données d'entrée numériques.

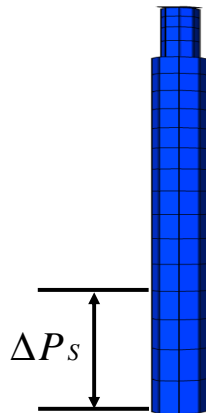


FIG. 3.8 : Condition aux limites en sortie de chacun des 122 injecteurs.

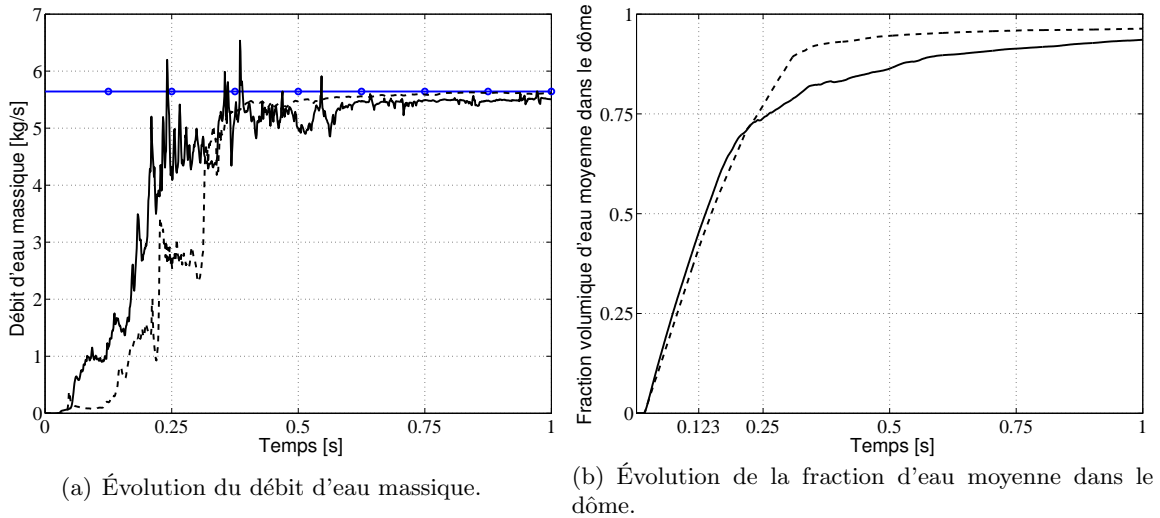


FIG. 3.9 : Évolutions du débit massique d'eau sortant et de la fraction d'eau moyenne dans le dôme pour les maillages à 4 et 122 injecteurs, pour un débit d'entrée  $Q_{Entrée} = 5,64 \text{ kg/s}$  ( $\text{---}\circ\text{---}$ ).  $\text{----}$  : Maillage à 4 injecteurs,  $\text{—}$  : Maillage à 122 injecteurs.

### 3.4.1.a Comparaison du maillage à 4 injecteurs et du maillage à 122 injecteurs

Dans cette partie, nous allons comparer les résultats obtenus avec deux maillages : le maillage simplifié à 4 injecteurs et le maillage à 122 injecteurs, représentatif de la maquette expérimentale du LEGI. Pour simplifier les conditions de cette comparaison, l'ouverture linéaire de la vanne entre  $0$  et  $90^\circ$  n'est pas prise en compte. Dès le début de la simulation, l'injection d'eau est imposée sur toute la surface d'entrée de la canne. Le débit d'eau, imposé selon la normale à cette surface d'entrée, est constant et vaut :  $Q_{Entrée} = 5,64 \text{ kg/s}$ .

La Figure 3.9 compare l'évolution du débit d'eau sortant par les injecteurs et la fraction d'eau moyenne dans le dôme pour le maillage à 4 et 122 injecteurs. On constate que le débit d'eau sortant arrive à l'état stationnaire plus rapidement dans le cas du maillage simplifié à 4 injecteurs (à  $t = 0,40 \text{ s}$  contre  $t = 0,62 \text{ s}$  pour le maillage à 122 injecteurs). Le débit d'eau sortant pour le cas à 4 injecteurs est légèrement supérieur à celui à 122 injecteurs au bout de 1 s (de 2%). On remarque également que la vitesse d'injection est la même dans les deux cas (la pente des deux courbes est la même), mais est retardée d'environ 80 ms dans le cas simplifié à 4 injecteurs.

Par ailleurs, après une phase de remplissage à peu près similaire (jusqu'à  $t = 0,23 \text{ s}$ ), le dôme du maillage à 4 injecteurs continue à se remplir à la même vitesse, alors que le remplissage du dôme du maillage à 122 injecteurs ralentit. Au bout de 1 s, 96% du dôme est rempli d'eau pour le cas simplifié à 4 injecteurs, alors que 92% du dôme est rempli pour le cas complexe à 122 injecteurs.

La Figure 3.10 montre l'évolution de la pression relative moyenne dans les deux dômes. On constate que la pression moyenne dans le dôme du cas à 122 injecteurs est trois fois plus grande que celle du cas à 4 injecteurs. La pression relative mesurée expérimentalement au plateau (quand la vanne est pleinement ouverte) permet d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de la pression à laquelle on pourrait s'attendre pour nos simulations. Cette pression au plateau pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  est de l'ordre de celle du cas à 4 injecteurs. Nous verrons au Chapitre 4 que cette surestimation est liée au manque de raffinement du maillage à

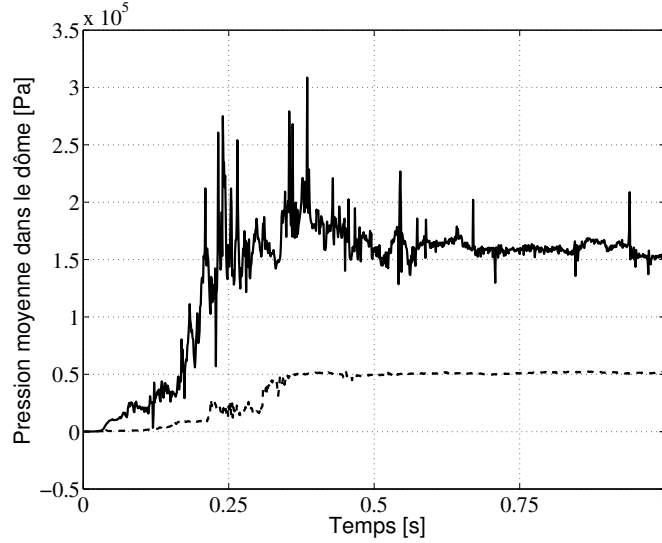


FIG. 3.10 : Évolution de la pression moyenne dans le dôme pour les maillages à 4 et 122 injecteurs, pour un débit d'entrée  $Q_{Entrée} = 5,64$  kg/s. ---- : Maillage à 4 injecteurs, — : Maillage à 122 injecteurs.

122 injecteurs.

### 3.4.1.b Effet de l'injection d'air pour le maillage à 4 injecteurs

Après avoir comparé les résultats obtenus avec le maillage simplifié à 4 injecteurs et le maillage à 122 injecteurs représentatif de la géométrie de la maquette du LEGI, nous allons prendre en compte l'injection d'air par le piquage situé au niveau de la canne d'alimentation pour le maillage à 4 injecteurs. Pour tester l'effet du gaz de balayage, l'air, sur l'écoulement dans le dôme, nous allons faire varier le taux de dilution de référence  $\beta_{Ref}$  (défini par l'équation. 1.3) entre 0 (pas de gaz de balayage) et 0,75. Pour respecter cette relation, le débit massique d'air en entrée à imposer est :

$$Q_{Air} = \frac{\beta_{Ref} \frac{\rho_{Air}}{\rho_{Eau}} Q_{Entrée}}{1 - \beta_{Ref}}, \quad (3.4)$$

avec  $Q_{Entrée} = 5,64$  kg/s le débit massique d'eau imposé en entrée,  $\rho_{Eau} = 1000$  kg/m<sup>3</sup> la masse volumique d'eau et  $\rho_{Air} = 1,2$  kg/m<sup>3</sup> la masse volumique d'air.

On constate que l'évolution du débit d'eau massique sortant, de la fraction volumique d'eau moyenne dans le dôme (FIG. 3.11) et de la pression moyenne dans le dôme (FIG. 3.12) atteint globalement un état stationnaire à partir de 0,4 s, quelque soit le taux de dilution  $\beta_{Ref}$  imposé en entrée. Par ailleurs, plus le taux de dilution est élevé, plus les fluctuations du débit d'eau sortant et de la pression dans le dôme sont élevées et fréquentes.

Le Tableau 3.3 récapitule les valeurs stationnaires du débit massique d'eau sortant  $Q_{S,Stat}$ , de la fraction volumique d'eau dans le dôme  $\alpha_{D,Stat}$  et de la pression dans le dôme  $P_{D,Stat}$ . On remarque tout d'abord que plus le taux de dilution augmente, plus le volume d'eau dans le dôme diminue tandis que la pression dans le dôme augmente. En revanche, le débit d'eau sortant moyen en régime stationnaire augmente avec le taux de dilution  $\beta_{Ref}$  imposé en entrée, sauf pour  $\beta_{Ref} = 0,75$ .

	$\beta_{Ref} = 0$	$\beta_{Ref} = 0,25$	$\beta_{Ref} = 0,5$	$\beta_{Ref} = 0,75$
$Q_{S,Stat}$ [kg/s]	5,55	5,70	5,80	5,74
$\alpha_{D,Stat}$	0,95	0,85	0,79	0,70
$P_{D,Stat}$ [Pa]	$0,51 \times 10^5$	$0,58 \times 10^5$	$0,69 \times 10^5$	$0,80 \times 10^5$

TAB. 3.3 : Effet du gaz de balayage sur les valeurs stationnaires du débit d'eau sortant, de la fraction volumique d'eau et de la pression dans le dôme.

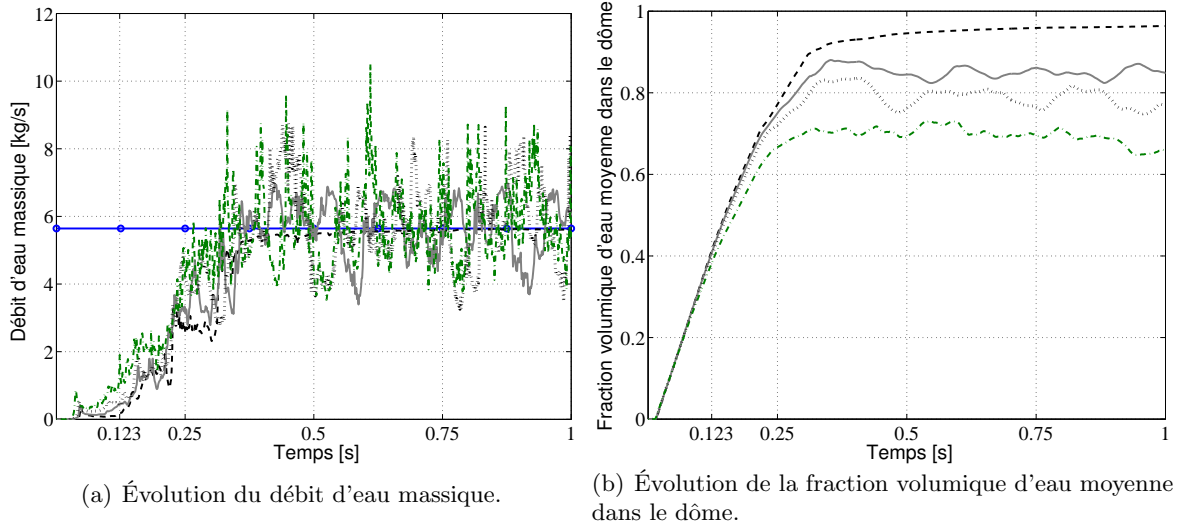


FIG. 3.11 : Influence de l'injection d'air sur l'évolution du débit massique d'eau sortant et de la fraction d'eau moyenne dans le dôme pour le maillage à 4 injecteurs, pour un débit d'eau d'entrée  $Q_{Entrée} = 5,64$  kg/s (—○—). ---- :  $\beta_{Ref} = 0$ , — :  $\beta_{Ref} = 0,25$ , ..... :  $\beta_{Ref} = 0,5$ , -.-.- :  $\beta_{Ref} = 0,75$ .

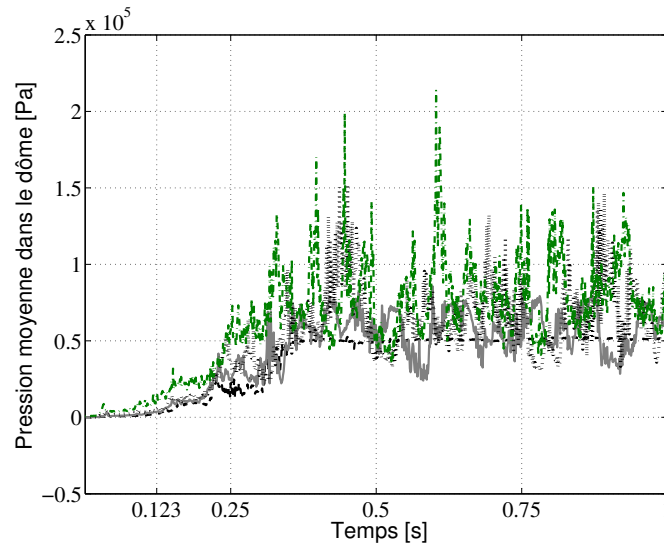


FIG. 3.12 : Influence du gaz de balayage sur l'évolution de la pression moyenne dans le dôme pour le maillage à 4 injecteurs, pour un débit d'eau d'entrée  $Q_{Entrée} = 5,64$  kg/s. ---- :  $\beta_{Ref} = 0$ , — :  $\beta_{Ref} = 0,25$ , ..... :  $\beta_{Ref} = 0,5$ , -.-.- :  $\beta_{Ref} = 0,75$ .

### 3.4.1.c Conclusion

Le maillage simplifié à 4 injecteurs nous permet d’avoir quelques résultats préliminaires qui donnent un ordre de grandeur du débit d’eau sortant, de la fraction d’eau dans le dôme et de la pression moyenne dans le dôme. Cependant, pour confronter au mieux nos résultats numériques aux résultats expérimentaux, il est nécessaire de se placer dans les mêmes conditions que les expériences, en étant dans la configuration à 122 injecteurs et en respectant la loi d’ouverture expérimentale de la vanne à boisseau du LEGI.

## 3.4.2 Simulations avec une ouverture de la vanne de $0^\circ$ à $90^\circ$

Dans cette partie, nous allons nous placer dans la configuration du cas expérimental du LEGI à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , ce qui correspond à  $V_{Ref} = 11,5$  m/s et  $Q_{Ref} = 5,64$  kg/s. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux évolutions de la masse d’eau dans le dôme, du débit d’eau sortant par les injecteurs et de la pression dans le dôme. On précise que pour cette dernière grandeur, les résultats numériques seront comparés aux données expérimentales du LEGI. Au cours des simulations réalisées avec NEPTUNE\_CFD, une sonde numérique a été placée au même endroit que dans les expériences menées au LEGI : en haut du dôme, à l’arrière de l’allumeur (l’emplacement de cette sonde sera détaillé au Chapitre 6 sur la Figure 6.1).

Dans le premier cas de simulation présenté, la condition aux limites en sortie est celle décrite à la Section 3.3.2, c’est-à-dire une pression de sortie à l’air libre avec ajout d’une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de chaque injecteur. Dans le deuxième cas de simulation, on déporte la condition aux limites en sortie en maillant une chambre en sortie des 122 injecteurs (la perte de charge  $\Delta P_S$  est donc supprimée).

### 3.4.2.a Étude d’un cas sans chambre en sortie des 122 injecteurs

Sur la Figure 3.13 est représentée l’évolution des débits d’eau massique d’entrée et de sortie, ainsi que celle de la masse d’eau dans le dôme. Jusqu’à  $t = 0,823$  s, le débit d’eau sortant est plus faible que celui en entrée : la masse d’eau dans le dôme augmente et occupe approximativement 90% du volume de dôme au maximum. C’est la phase de remplissage du dôme. Ensuite, de  $t = 0,823$  s jusqu’à  $t = 1$  s, le débit d’eau massique sortant est égal au débit d’eau massique en entrée : la masse d’eau dans le dôme est constante. Enfin, à partir de  $t = 1$  s, le débit d’eau massique sortant devient supérieur au débit d’entrée : la masse d’eau dans le dôme décroît lentement. Ceci correspond à la phase de vidange du dôme.

Au cours des expériences menées au LEGI, la pression a été mesurée au niveau d’une sonde placée en haut du dôme, à l’arrière de l’allumeur, pour une pression de référence. Pour comparer les résultats expérimentaux à ceux des simulations numériques, nous considérerons donc la pression relative à la pression de référence des cas expérimentaux. La Figure 3.14 présente donc l’évolution de la pression relative à la pression de référence  $0,95 \times 10^5$  Pa relevée expérimentalement et dans la simulation numérique pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . Tout d’abord, nous pouvons remarquer que l’évolution temporelle de la pression mesurée et de la pression numérique sont en bon accord qualitatif. Cependant, le maximum de pression diffère entre les deux cas : la pression numérique est supérieure de  $0,6 \times 10^5$  Pa environ à la pression expérimentale et présente des fluctuations plus intenses.

### 3.4.2.b Étude d’un cas avec une chambre en sortie des 122 injecteurs

Une autre configuration a été envisagée : une géométrie avec une chambre placée en aval des 122 injecteurs, afin de déporter la condition aux limites en pression. Dans ce dernier cas, on

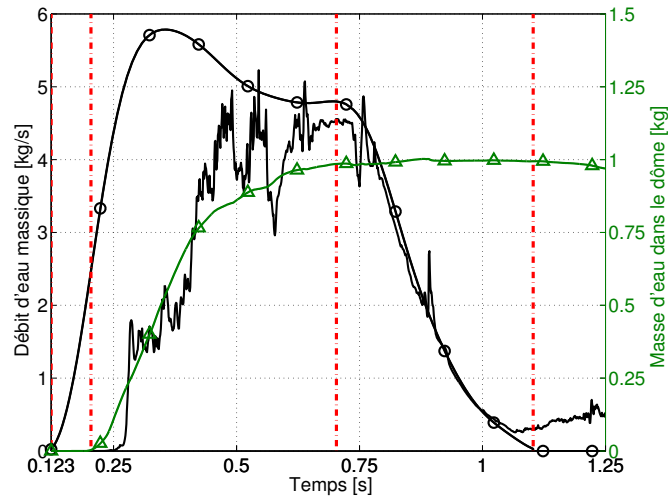


FIG. 3.13 : Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . —○— : Débit d'eau massique en entrée, — : Débit d'eau massique en sortie, —△— : Masse d'eau dans le dôme.

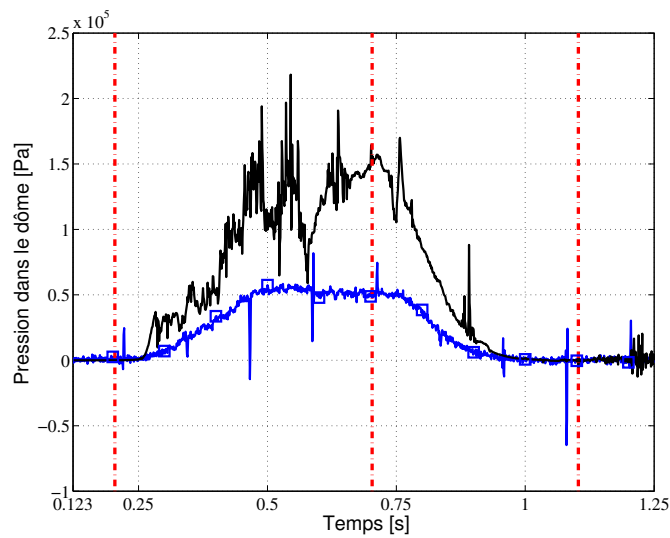


FIG. 3.14 : Comparaison de l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Calcul à 122 injecteurs sans chambre en aval des injecteurs, —□— : Expérience.

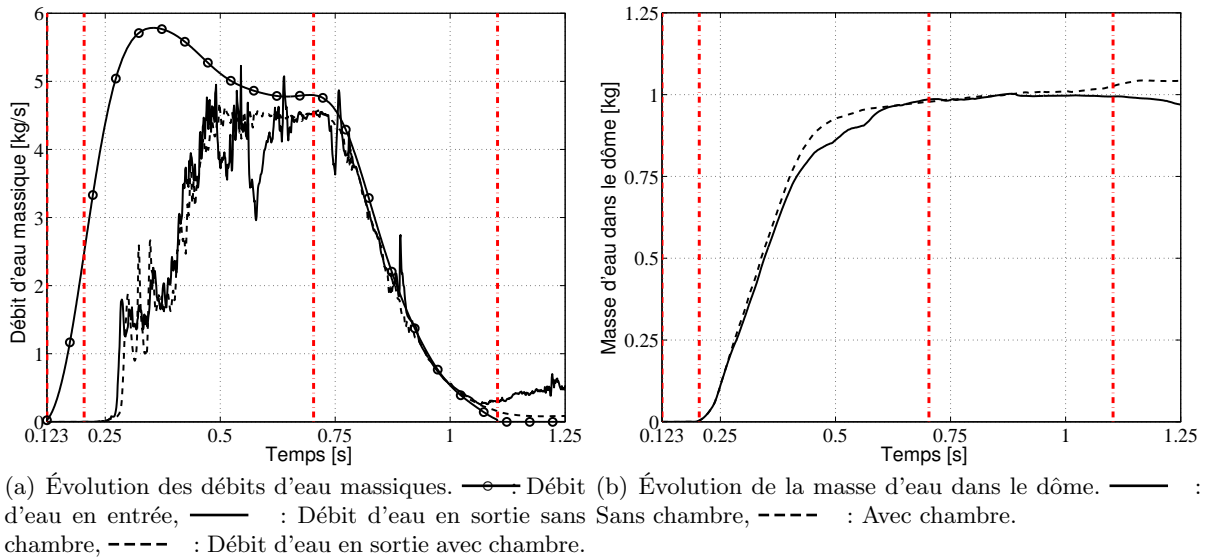


FIG. 3.15 : Influence de la chambre en aval des injecteurs sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

précise que la perte de charge  $\Delta P_S$  est supprimée.

Dans cette partie, ce cas avec chambre est comparé avec le cas précédent sans chambre en sortie des 122 injecteurs. La chambre placée en aval des 122 injecteurs a une influence aussi bien au niveau du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme (FIG. 3.15), qu'au niveau de la pression dans le dôme (FIG. 3.16).

On constate tout d'abord que l'évolution des débits d'eau sortant avec et sans chambre en aval des injecteurs est la même en moyenne, notamment durant la phase de remplissage. Cependant le fait d'ajouter la chambre en sortie diminue l'intensité et la fréquence des fluctuations du débit d'eau sortant. Par ailleurs, on peut remarquer un effondrement du débit d'eau sortant dans le cas avec chambre, à partir du moment où la vanne commence à se fermer (FIG. 3.15 (a)). Cette différence de comportement se retrouve au niveau de la vidange du dôme qui est un peu moins rapide dans le cas avec chambre (FIG. 3.15 (b)). Il faut noter que l'impact de la chambre au niveau du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme intervient principalement au cours de la phase de vidange.

En ce qui concerne la pression dans le dôme (FIG. 3.16), on observe également une évolution en moyenne assez similaire (avec des pentes d'augmentation et de diminution de la pression assez proches) et des fluctuations beaucoup moins fréquentes et moins intenses quand une chambre est ajoutée en sortie des 122 injecteurs : l'évolution de la pression est lissée. Le résultat de la configuration avec la chambre semble plus physique. En effet, dans ce cas, la sortie des injecteurs est individuelle et la pression en sortie s'équilibre d'elle-même ; alors que dans la configuration sans chambre la même pression de sortie est imposée en sortie de chacun des 122 injecteurs, ce qui homogénéise la pression mais est moins réel. Néanmoins, l'ajout d'une chambre en sortie des injecteurs ne règle pas le problème de la surestimation de la pression dans le dôme qui persiste même sur ce cas.



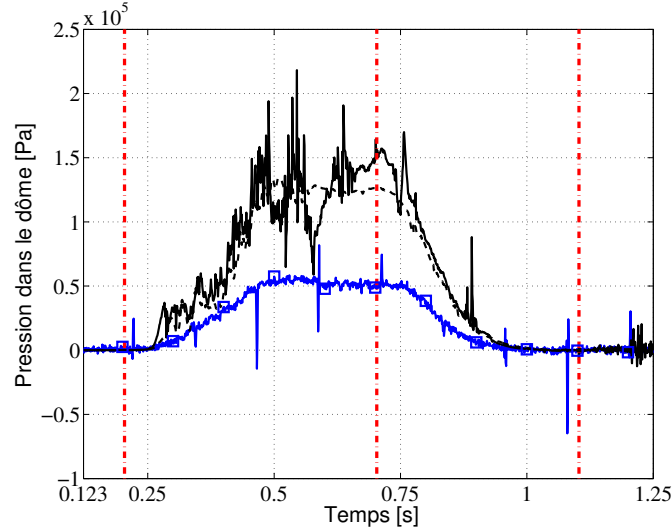


FIG. 3.16 : Influence de la chambre en aval des injecteurs sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Calcul à 122 injecteurs sans chambre en aval des injecteurs, ---- : Calcul à 122 injecteurs avec chambre en aval des injecteurs, —□— : Expérience.

### 3.4.2.c Étude de l'effet de la compressibilité de l'air

Parmi les pistes envisageables pour mieux comprendre l'origine de la surestimation de la pression dans le dôme, l'impact de la compressibilité de l'air sur les calculs a été examiné.

Pour cette étude, nous avons considéré un écoulement diphasique, sans transfert de masse et de chaleur, incompressible pour l'eau et compressible pour l'air, en faisant l'hypothèse que le gaz se comporte comme un gaz parfait. Des tests ont d'abord été menés en calculant la masse volumique de l'air à partir de la pression locale. Devant les difficultés numériques rencontrées, nous avons décidé de réaliser un calcul compressible approché en tenant compte de la pression moyenne dans le dôme dans la loi des gaz parfaits :

- $\rho_{Eau} = \rho_{Ref,Eau}$  avec  $\partial\rho_{Eau}/\partial P = 0$  et  $\partial\rho_{Eau}/\partial T = 0$ , où  $\rho_{Ref,Eau}$  est la masse volumique de référence de l'eau dans les conditions expérimentales,
- $\rho_{Air} = \rho_{Ref,Air} P_{Moy}/P_{Ref}$  avec  $\partial\rho_{Air}/\partial P = \rho_{Air}/P_{Moy}$  et  $\partial\rho_{Air}/\partial T = 0$ , où  $P_{Moy}$  est la pression moyenne dans le dôme au cours du temps et où  $\rho_{Ref,Air}$  est la masse volumique de référence de l'air.

Sur la Figure 3.17 est représentée l'évolution temporelle du débit d'eau sortant et de la pression dans le dôme. Le calcul compressible approché a également posé des problèmes, avec l'arrêt prématuré du calcul avant terme. Néanmoins, les résultats obtenus n'ont pas révélé de changements notables au niveau de la pression mesurée dans le dôme. Une autre piste a donc été envisagée : l'influence du raffinement du maillage sur la pression dans le dôme.

## 3.5 Conclusion

Chronologiquement, les études de sensibilité ont d'abord été réalisées sur le maillage à 122 injecteurs avec une perte de charge  $\Delta P_S$  ajoutée en sortie des 122 injecteurs, afin de modéliser la convergence brusque lorsque l'écoulement d'air provenant de la chambre de combustion re-rentre par les injecteurs. L'idée d'ajouter une chambre en sortie des 122 injecteurs a été mise en place

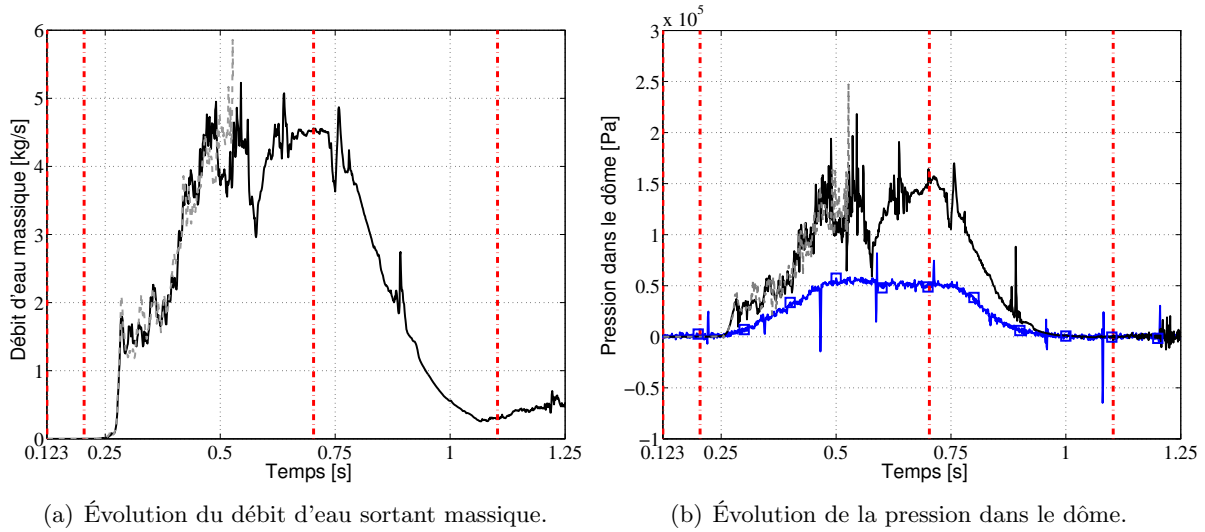


FIG. 3.17 : Influence de la compressibilité de l'air sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Calcul incompressible pour l'eau et l'air, ---- : Calcul incompressible pour l'eau et compressible pour l'air,  $\square$  : Expérience.

par la suite. Étant donné que le temps de calcul avec une chambre en sortie des 122 injecteurs était plus coûteux et que les calculs dans cette configuration se sont parfois montrés instables, nous avons choisi de mener toutes les études de sensibilité avec le maillage à 122 injecteurs en gardant une perte de charge en sortie de chacun des 122 injecteurs. En effet, la présence de cette perte de charge a montré un effet stabilisant sur nos calculs.

Une étude sur un injecteur isolé est donc présentée au Chapitre 4, afin de quantifier l'impact de la présence de la perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie des injecteurs ainsi que l'influence du raffinement du maillage sur la pression dans le dôme.



# Chapitre 4

## Simulations d'un injecteur isolé

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation du cas-test de référence</b>	<b>66</b>
4.1.1	Maillage du calcul de référence	66
4.1.2	Modèles physiques	67
4.1.3	Conditions initiales	67
4.1.4	Conditions aux limites	67
4.1.5	Paramètres numériques	67
4.1.6	Mise en place d'un modèle 1D pour évaluer la perte de charge le long d'un injecteur	67
<b>4.2</b>	<b>Influence de la condition à la limite en sortie de l'injecteur</b>	<b>68</b>
4.2.1	Influence de la perte de charge singulière $\Delta P_S$ imposée en sortie de l'injecteur	70
4.2.2	Influence de la chambre en sortie de l'injecteur	71
4.2.3	Conclusion	73
<b>4.3</b>	<b>Influence du maillage</b>	<b>73</b>
4.3.1	Influence de la géométrie	73
4.3.2	Convergence en maillage	75
4.3.3	Conclusion	78
<b>4.4</b>	<b>Application du modèle 1D de perte de charge monophasique</b>	<b>78</b>
4.4.1	Rappel de la configuration	79
4.4.2	Résultats	79
4.4.3	Conclusion	80
<b>4.5</b>	<b>Effets diphasiques</b>	<b>80</b>
4.5.1	Présentation des cas-tests diphasiques	80
4.5.2	Modèles physiques	81
4.5.3	Conditions initiales	81
4.5.4	Conditions aux limites	81
4.5.5	Mise en place d'un modèle 1D de perte de charge diphasique	81
4.5.6	Résultats	82
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>83</b>

---

Nous avons vu au Chapitre 3 qu'il existait un écart au niveau de la pression relative dans le dôme entre les résultats expérimentaux du LEGI et les résultats numériques obtenus avec NEPTUNE\_CFD. Afin de comprendre l'origine de cette surestimation, une étude a été menée à partir de cas-tests sur un injecteur isolé.

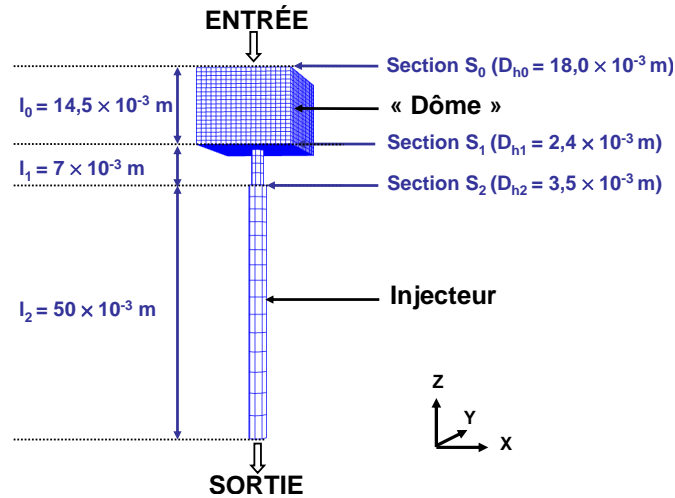


FIG. 4.1 : Maillage du cas-test de référence avec un dôme en amont de l'injecteur.

Nous allons tout d'abord présenter un cas-test de référence avec un injecteur isolé qui correspond au maillage de la géométrie complète à 122 injecteurs, puis mettre en place un modèle 1D de perte de charge afin d'évaluer théoriquement la pression relative le long d'un injecteur. Nous étudierons ensuite l'influence de la condition à la limite en sortie sur la pression le long de l'axe central du maillage, en se comparant au modèle 1D mis en place. Pour cela, nous considérerons soit le cas avec une perte de charge singulière imposée en sortie de l'injecteur isolé (qui correspond à la configuration de référence à 122 injecteurs, présentée section 3.4.2.a), soit le cas avec une chambre placée en aval de l'injecteur (qui correspond à la configuration de référence à 122 injecteurs avec chambre, présentée section 3.4.2.b). Nous nous intéresserons enfin à l'influence du maillage de cet injecteur isolé sur la pression, et en particulier à l'influence de la géométrie et du raffinement du maillage. Nous utiliserons ensuite les résultats donnés par le modèle 1D pour estimer l'erreur commise au niveau de la pression dans les cas de référence et faire le lien avec les expériences menées au LEGI, avant de considérer quelques cas-tests en diphasique.

## 4.1 Présentation du cas-test de référence

Dans la configuration du cas-test de référence, on injecte de l'eau dans un domaine initialement pré-rempli d'eau, l'eau étant en phase liquide.

### 4.1.1 Maillage du calcul de référence

Le domaine du cas-test de référence (FIG. 4.1) est constitué d'un « dôme » en amont d'un injecteur isolé. Son maillage est constitué de 7 207 hexaèdres au total : 348 pour celui de l'injecteur dont le niveau de raffinement correspond à celui de la configuration à 122 injecteurs (FIG. 3.2) et 6 859 pour le maillage du dôme. L'injecteur du cas-test est identique à un injecteur de la géométrie complète : il est constitué de deux tubes cylindriques de section  $S_1$  et  $S_2$  et de hauteur  $l_1$  et  $l_2$ . En ce qui concerne le « dôme » placé en amont, sa surface d'entrée  $S_0$  correspond à un 122<sup>ème</sup> de la surface totale du dôme du cas complet à 122 injecteurs et sa hauteur  $l_0$  vaut la moitié de la celle du dôme du cas à 122 injecteurs.

### 4.1.2 Modèles physiques

Dans cette configuration, on considère un écoulement monophasique, incompressible, sans transfert de masse et de chaleur. Le fluide considéré est l'eau avec les propriétés suivantes :  $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$  et  $\mu = 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ . On choisit un modèle de turbulence  $k$ - $\varepsilon$ .

### 4.1.3 Conditions initiales

Le domaine est initialement pré-rempli d'eau.

### 4.1.4 Conditions aux limites

On injecte de l'eau au niveau de toute la surface d'entrée du « dôme » avec un débit constant  $Q_{Ref}^* = Q_{Ref}/122 = 0,046 \text{ kg/s}$ , où  $Q_{Ref} = 5,64 \text{ kg/s}$  correspondrait au débit d'entrée de l'eau de référence quand la vanne est pleinement ouverte dans les conditions du cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  (présenté dans la Partie 3.4.2.a). Le débit  $Q_{Ref}^* = \rho V_{Ref}^* S_0$  impose l'énergie cinétique turbulente en entrée  $q = 3/2(V_{Ref}^* I_u)^2$  et la dissipation turbulente  $\varepsilon = C_\mu q^{3/2} l^{-1}$ , où  $I_u = u'/V_{Ref}^*$  est l'intensité turbulente imposée en entrée avec  $u'$  la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse turbulente ( $I_u = 5\%$ ),  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D_h$  avec  $D_h$  le diamètre hydraulique de l'entrée du dôme.

En ce qui concerne la condition à la limite en sortie, on impose une pression de sortie à l'air libre. Par ailleurs, on impose une perte de charge singulière  $\Delta P_S = 1/2\zeta\rho U^2$  qui est répartie sur les quatre dernières cellules de l'injecteur, avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $U$  la vitesse de l'eau et  $\zeta = 1$ , comme dans le cas avec 122 injecteurs.

On impose des conditions de symétrie au niveau des surfaces latérales du « dôme » et des conditions de paroi [90] au niveau de l'injecteur et de la surface inférieure « dôme », en utilisant une fonction de friction turbulente standard.

### 4.1.5 Paramètres numériques

Les simulations sont effectuées avec NEPTUNE\_CFD V1.08 avec les paramètres numériques par défaut. Le pas de temps est variable et le pas de temps minimal est fixé à  $\Delta t_{Min} = 10^{-7} \text{ s}$ . Contrairement au cas de référence de la configuration complète à 122 injecteurs, ce pas de temps minimal est adapté à la taille des mailles les plus petites. D'après des études de sensibilité menées sur le pas de temps minimal, les résultats sont peu influencés par le pas de temps minimal choisi : nous avons en effet obtenu pour ce cas-test des résultats similaires pour  $\Delta t_{Min} = 10^{-7} \text{ s}$  ou  $\Delta t_{Min} = 10^{-5} \text{ s}$  (comme dans la configuration à 122 injecteurs).

À titre d'exemple, le temps de calcul sur un processeur est de 1,4 heure pour 2 secondes de temps physique avec le maillage de base décrit à la Section 4.1.1.

### 4.1.6 Mise en place d'un modèle 1D pour évaluer la perte de charge le long d'un injecteur

Dans cette partie, nous allons évaluer par un modèle 1D la perte de charge le long de l'axe du domaine représenté sur la Figure 4.1, à partir des corrélations répertoriées dans [38, 15].

Dans le cas-test de référence présenté, on considère un écoulement monophasique incompressible stationnaire. Le débit volumique est donc conservé :  $VS$  est constant, avec  $V$  la vitesse de l'eau et  $S$  la surface de la section considérée. Par ailleurs, en l'absence de perte de charge, la

pression totale  $P_{tot} = P + 1/2\rho V^2$  se conserve.

On distingue deux types de pertes de charge :

- les pertes de charge par frottement  $\Delta P_f$  qui sont provoquées par la viscosité du fluide et qui ont lieu sur toute la longueur de la conduite,
- les pertes de charge singulières  $\Delta P_s$  qui se produisent quand l'écoulement est perturbé (par un convergent, un divergent, un coude, ...) et qu'il est convenu de considérer concentrées dans une section et indépendantes des pertes par frottement.

On néglige les pertes de charge par frottement dans le dôme. On considère que les seules pertes de charge par frottement sont donc au niveau des deux tubes cylindriques de l'injecteur. Ces pertes de charge par frottement sont calculées, pour un tronçon de section  $S$  constante, d'après la formule de Darcy-Weisbach :

$$\Delta P_f = \frac{f}{D_h} l \frac{1}{2} \rho V^2, \quad (4.1)$$

où  $V$  est la vitesse du liquide dans le tronçon considéré,  $D_h$  est le diamètre hydraulique du tronçon,  $l$  est sa longueur et  $f$  est le coefficient de perte de charge par frottement. En faisant l'hypothèse que la paroi est lisse, pour  $4 \times 10^3 \leq Re \leq 10^5$ , ce coefficient  $f$  est donné par la formule de Blasius :

$$f = \frac{0,3164}{Re^{1/4}}. \quad (4.2)$$

Dans le domaine considéré, on a deux pertes de charge singulières qui sont de la forme :

$$\Delta P_s = \zeta \frac{1}{2} \rho V^2, \quad (4.3)$$

où  $V$  est la vitesse de l'eau dans le premier tube de l'injecteur et  $\zeta$  est le coefficient de perte de charge singulière qui vaut :

- $0,5 \times \left(1 - \frac{S_1}{S_0}\right)$  dans le cas du rétrécissement brusque à l'entrée de l'injecteur,
- $\left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2$  dans le cas de l'élargissement brusque au sein de l'injecteur (d'après la formule de Borda-Carnot).

Pour le débit d'entrée  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s, le Tableau 4.1 donne les valeurs des variations de pression dynamique, des coefficients de perte de charge et des pertes de charge associées. L'évolution de la perte de charge le long de l'injecteur donnée par le modèle 1D est représentée sur la Figure 4.2. À l'aide de ce modèle 1D, on trouve une variation de pression statique  $\Delta P_{Mod} = -0,60 \times 10^5$  Pa, pour  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s.

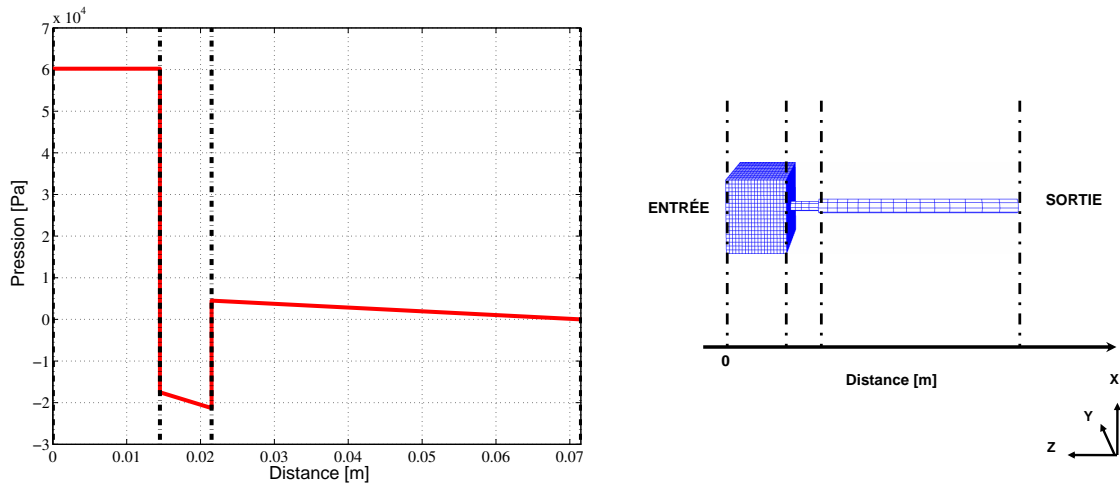
Ce modèle de perte de charge 1D donne une solution analytique qui permettra de valider les résultats obtenus par la simulation numérique dans le cas monophasique. Cependant, ce modèle ne servira de référence pour les comparaisons que dans la configuration monophasique. En effet, n'ayant pas de solution analytique dans le cas diphasique, les résultats de la simulation numérique feront alors office de référence.

## 4.2 Influence de la condition à la limite en sortie de l'injecteur

Dans cette partie, nous allons désormais nous intéresser à l'influence de la condition à la limite en sortie de l'injecteur sur la pression le long de l'axe du maillage, en se comparant avec le modèle 1D établi à la Section 4.1.6.

Pertes de charge par frottement	Premier tube de l'injecteur	Second tube de l'injecteur
$Re$	$2,44 \times 10^4$	$1,67 \times 10^4$
$f$	$2,53 \times 10^{-2}$	$2,78 \times 10^{-2}$
$\Delta P_f$ [Pa]	$-0,38 \times 10^4$	$-0,45 \times 10^4$
Pertes de charge singulière	Rétrécissement brusque	Élargissement brusque
$\zeta$	0,493	0,281
$\Delta P_s$ [Pa]	$-0,25 \times 10^5$	$-0,15 \times 10^5$
Variation de pression dynamique aux changements de section $\Delta P_{Dyn}$ [Pa]	$-0,52 \times 10^5$	$0,40 \times 10^5$

TAB. 4.1 : Calcul de la perte de charge dans le domaine de référence pour un débit d'entrée  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s.



(a) Évolution de la perte de charge le long de l'injecteur donnée par le modèle 1D. (b) Schéma des différentes zones du maillage avec « dôme » en amont de l'injecteur.

FIG. 4.2 : Évolution de la perte de charge le long de l'injecteur donnée par le modèle 1D, avec schéma du domaine associé.



### 4.2.1 Influence de la perte de charge singulière $\Delta P_S$ imposée en sortie de l'injecteur

Dans la configuration complexe à 122 injecteurs, nous avons rencontré un problème de stabilité du code. Pour le résoudre, une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  a été imposée en sortie de chaque injecteur pour modéliser la convergence brusque lorsque l'écoulement provenant de la chambre de combustion re-rentre par les injecteurs. Cette perte de charge a été conservée en raison de son effet stabilisant sur l'écoulement, mais induit une erreur quand l'écoulement est sortant. Dans cette partie, nous allons évaluer l'erreur qui est commise en gardant cette perte de charge singulière  $\Delta P_S$  imposée en sortie de l'injecteur grâce à deux cas-test : l'un équivalent sur un injecteur à la configuration de référence à 122 injecteurs où une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  est imposée en sortie de l'injecteur sur les quatre dernières cellules en sortie de l'injecteur et l'autre sans perte de charge en sortie de l'injecteur.

Bien que nous ayons constaté au Chapitre 3 qu'ajouter une chambre en sortie des 122 injecteurs ou supprimer la perte de charge singulière  $\Delta P_S$  imposée en sortie des 122 injecteurs donnait le même niveau de pression dans le dôme, nous avons mené cette étude pour quantifier clairement l'impact de la présence de cette perte de charge  $\Delta P_S$ , qui n'a pas lieu d'être imposée dans notre système en réalité.

#### 4.2.1.a Domaine de calcul considéré

Le domaine de calcul est celui représenté sur la Figure 4.1.

#### 4.2.1.b Résultats

Sur la Figure 4.3 (a) est représentée l'évolution de la pression prédite par le modèle 1D ainsi que la pression le long de l'axe central du domaine dans les simulations numériques des cas avec et sans perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur. En toute rigueur, il faudrait comparer la pression donnée par le modèle 1D avec la pression moyenne sur la section du domaine et non le long de l'axe central du domaine pour les simulations numériques. Des études préliminaires ont montré que les variations spatiales n'étaient pas significatives, nous allons donc considérer l'évolution de la pression le long de l'axe central du domaine. La Figure 4.3 (b) permet de visualiser les différentes zones du domaine, délimitées par des lignes mixtes noires.

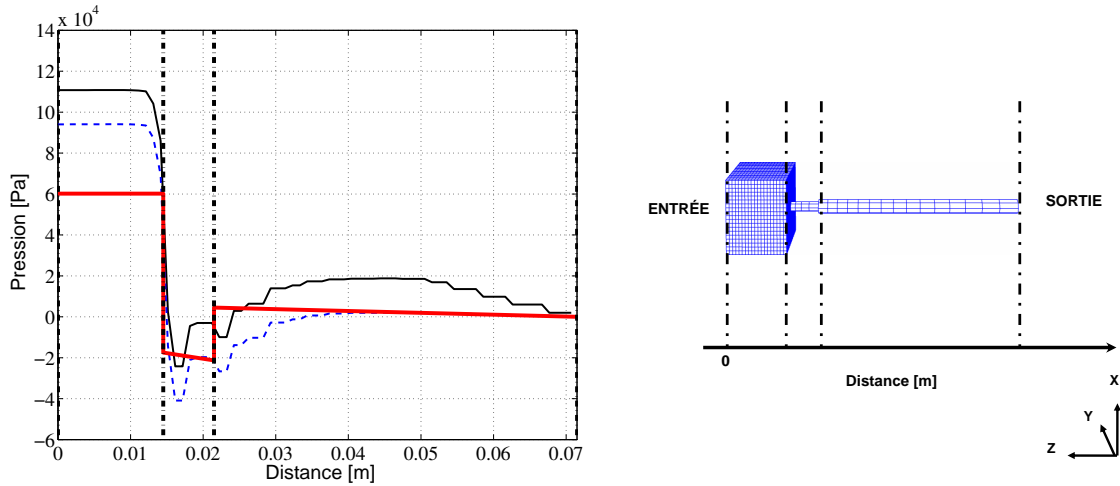
Le Tableau 4.2 récapitule la perte de charge prédite par le modèle 1D, les pertes de charge données par la simulation numérique avec ou sans  $\Delta P_S$ , ainsi que leur écart avec le modèle 1D.

	Modèle 1D	Cas avec $\Delta P_S$	Cas sans $\Delta P_S$
$\Delta P$ [Pa]	$0,60 \times 10^5$	$1,09 \times 10^5$	$0,94 \times 10^5$
$\Delta P_{Num} - \Delta P_{Mod}$ [Pa]	/	$0,49 \times 10^5$	$0,34 \times 10^5$

TAB. 4.2 : Effet de la perte de charge  $\Delta P_S$  ajoutée en sortie de l'injecteur.

On constate tout d'abord un écart de pression de  $0,49 \times 10^5$  Pa entre les résultats donnés par le modèle 1D et par le calcul numérique avec  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur. Cette surestimation de la pression pour ce cas-test avec un injecteur isolé correspond à l'écart entre la pression mesurée expérimentalement et la pression numérique pour le cas à 122 injecteurs.

Pour le cas-test avec  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur, on remarque une surestimation de la pression en sortie de l'injecteur d'environ  $0,2 \times 10^5$  Pa qui se retrouve au niveau du dôme si l'on compare les résultats des deux cas-test avec et sans  $\Delta P_S$ . En effet, si on retire la perte de charge singulière



(a) Influence de la perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur sur la pression. (b) Schéma des différentes zones du maillage avec « dôme » en amont de l'injecteur.

FIG. 4.3 : Influence de la perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur sur la pression. — : Avec perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie, - - - : Sans perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie, — : Modèle 1D.

$\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur dans le second cas-test, la surestimation de pression en sortie de l'injecteur disparaît et la pression diminue de  $0,15 \times 10^5$  Pa dans le dôme. Donc 30% de la surestimation de la pression dans les calculs numériques vient de la présence de la perte de charge  $\Delta P_S$ . En imposant une perte de charge en sortie  $\Delta P_S$  pour modéliser l'élargissement brusque, on commet l'erreur de compter deux fois la perte de charge. Pour la suite des tests effectués, la perte de charge en sortie  $\Delta P_S$  est retirée.

## 4.2.2 Influence de la chambre en sortie de l'injecteur

Comme l'erreur commise avec la présence de la perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur n'explique qu'en partie la surestimation de la pression numérique, nous allons tester l'influence de la chambre en sortie de l'injecteur.

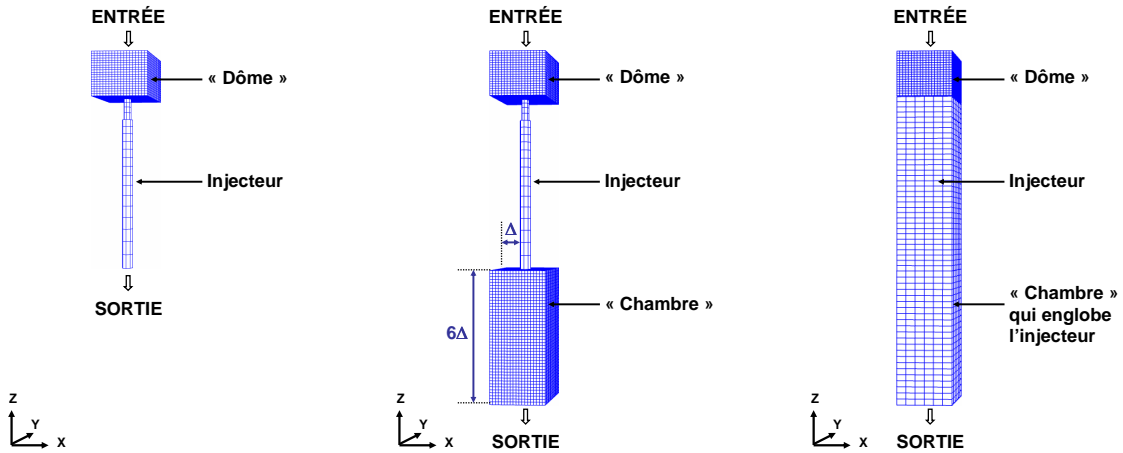
### 4.2.2.a Domaines de calcul considérés

Trois géométries sont considérées dans le cadre de cette étude (FIG. 4.4) :

- la géométrie du cas-test de référence avec un « dôme » en amont de l'injecteur mais sans « chambre » en aval,
- une géométrie avec un « dôme » en amont et une « chambre » en aval de l'injecteur (de même section que le « dôme » et de hauteur  $6\Delta$ ),
- une géométrie avec un dôme situé en amont de l'injecteur et une chambre en aval qui englobe l'injecteur (de même section que le « dôme »).

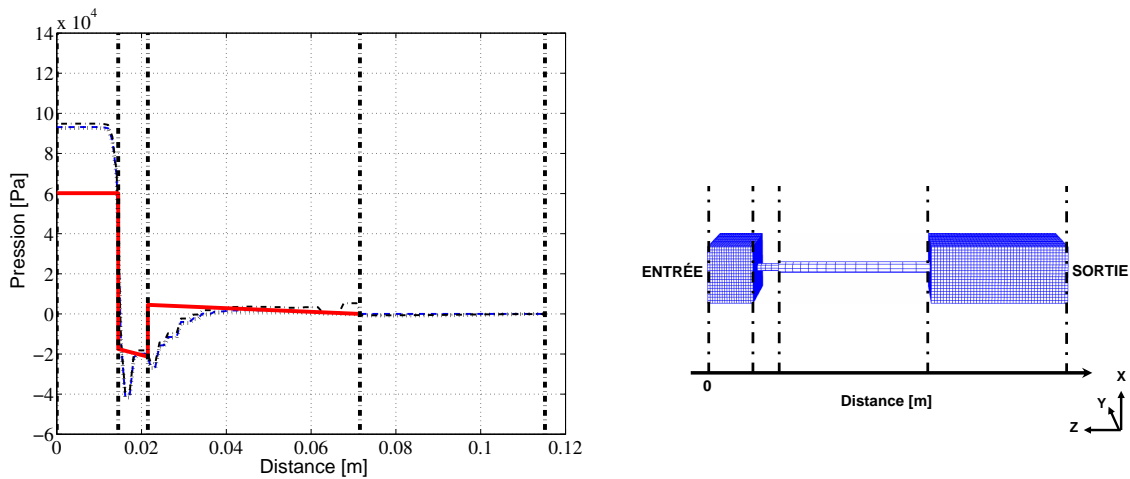
### 4.2.2.b Résultats

L'évolution de la pression le long de l'axe du maillage est représentée sur la Figure 4.5. On rappelle que les lignes noires mixtes délimitent les différentes parties de l'injecteur. Nous constatons que la « chambre » en aval de l'injecteur n'a pas d'influence sur l'évolution de la pression le long de l'injecteur, ce qui est rassurant mais n'explique pas l'origine de l'écart entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.



(a) Injecteur avec « dôme » en amont. (b) Injecteur avec « dôme » en amont et « chambre » en aval. (c) Injecteur avec « dôme » en amont et « chambre » qui englobe l'injecteur.

FIG. 4.4 : Présentation des maillages d'étude de l'influence de la chambre en sortie.



(a) Influence de la chambre en sortie de l'injecteur sur la pression. (b) Schéma des différentes zones du maillage avec « dôme » en amont et « chambre » en aval de l'injecteur.

FIG. 4.5 : Influence de la chambre en sortie de l'injecteur sur la pression.  $-\cdot-\cdot-$  : Sans chambre en sortie de l'injecteur,  $-\cdot-\cdot-$  : Avec chambre en sortie de l'injecteur,  $\cdots\cdots\cdots$  : Avec chambre en sortie qui englobe l'injecteur,  $\text{—}$  : Modèle 1D.

### 4.2.3 Conclusion

Nous constatons que la présence d'une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur augmente la pression de 30% (soit  $0,15 \times 10^5$  Pa). Une erreur est donc commise en gardant cette perte de charge singulière en sortie des injecteurs et devrait normalement être supprimée. Par ailleurs, on peut remarquer que l'on obtient les mêmes résultats avec ou sans chambre en aval de l'injecteur. Il n'est pas utile d'ajouter une chambre en sortie de l'injecteur isolé du cas-test, même s'il reste opportun d'en ajouter une dans la configuration complète à 122 injecteurs, afin d'éviter d'imposer la même pression en sortie de chaque injecteur. Pour la suite des tests, la perte de charge en sortie ou la « chambre » en aval sont supprimées.

## 4.3 Influence du maillage

Étant donné que l'écart entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux n'est qu'en partie expliqué par la suppression de la perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur isolé, nous allons nous intéresser plus précisément à l'influence du maillage sur la pression le long de l'injecteur. Dans cette partie, nous allons étudier d'une part l'influence du dôme placé en amont d'un injecteur et d'autre part l'influence du raffinement du maillage.

### 4.3.1 Influence de la géométrie

Dans cette étude, nous allons retirer le dôme placé en amont de l'injecteur isolé dans le cas-test de référence afin de mesurer son influence sur l'évolution de la pression le long de l'injecteur, le résultat du modèle 1D étant la référence.

#### 4.3.1.a Domaines de calcul considérés

Dans le cadre de cette étude, deux géométries sont considérées : la géométrie du cas-test de référence avec un « dôme » en amont de l'injecteur (FIG. 4.6 (a)) et une géométrie sans « dôme » en amont de l'injecteur (FIG. 4.6 (b)).

#### 4.3.1.b Résultats

La Figure 4.7 (a) montre l'évolution de la pression le long de l'axe central du domaine pour les deux cas considérés : avec ou sans dôme en amont de l'injecteur. La Figure 4.7 (b) indique les différentes zones du domaine grâce aux lignes mixtes noires. Contrairement au cas de référence présenté à la section 4.1, la perte de charge en sortie a été retirée dans la simulation.

Nous allons tout d'abord nous intéresser au cas de la simulation numérique sans dôme en amont de l'injecteur. La Figure 4.7 (a) révèle un bon accord entre l'évolution de la pression dans la simulation numérique et celle donnée par le modèle 1D. L'écart de pression de la simulation numérique avec le modèle 1D est mineur : l'écart absolu de la perte de charge entre l'entrée et la sortie de l'injecteur est de  $0,3 \times 10^4$  Pa tandis que l'écart relatif est de 16%.

Si l'on considère maintenant le cas de la simulation numérique avec dôme en amont de l'injecteur, on remarque également que la courbe de pression de la simulation numérique et celle du modèle 1D sont assez semblables dans la zone de l'injecteur. En revanche, dans la zone du dôme placé en amont de l'injecteur on remarque une surestimation de la pression de la simulation numérique par rapport à celle prédite par le modèle 1D qui est de  $0,35 \times 10^5$  Pa, soit 57%. On peut donc en conclure que la majeure partie de la surestimation de la pression vient du manque de raffinement du maillage du dôme en amont de l'injecteur.

La Figure 4.8 représente les profils radiaux de la vitesse axiale de l'eau dans la configuration avec un dôme en amont de l'injecteur (FIG. 4.8 (a)) et dans celle sans dôme en amont

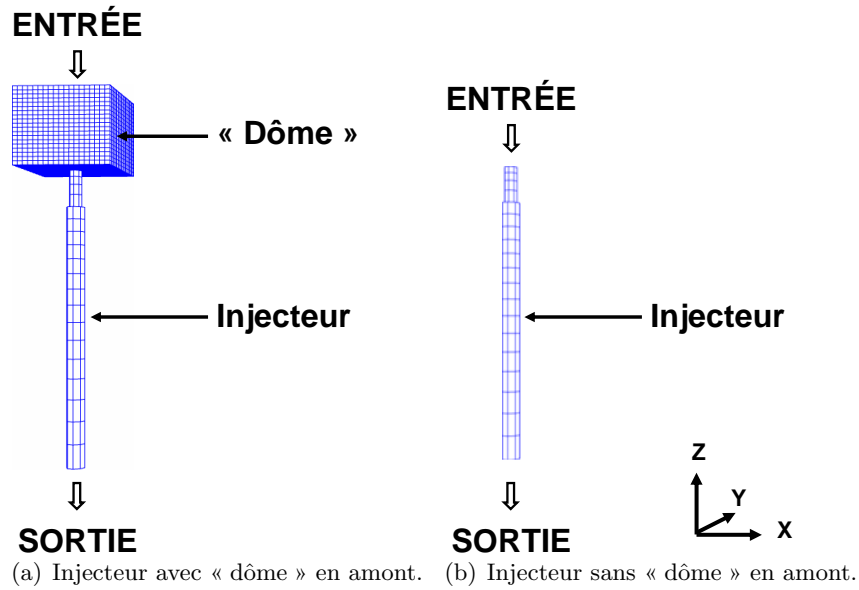


FIG. 4.6 : Présentation des maillages pour l'étude de l'influence de la géométrie.

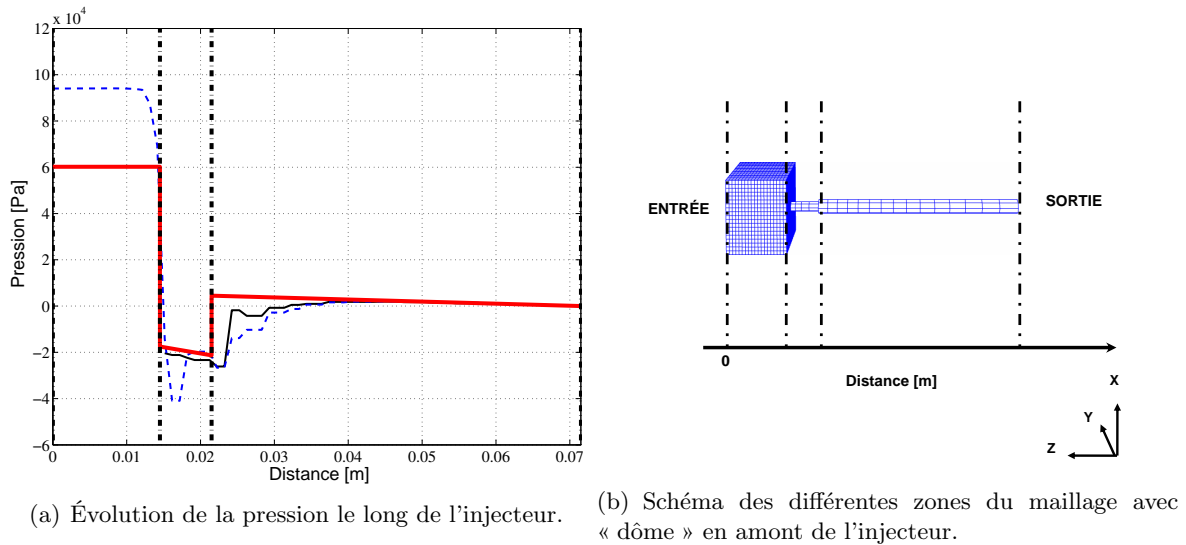


FIG. 4.7 : Influence du dôme en amont de l'injecteur sur la pression. **---** : Avec dôme en amont de l'injecteur, **—** : Sans dôme en amont, **—** : Modèle 1D.

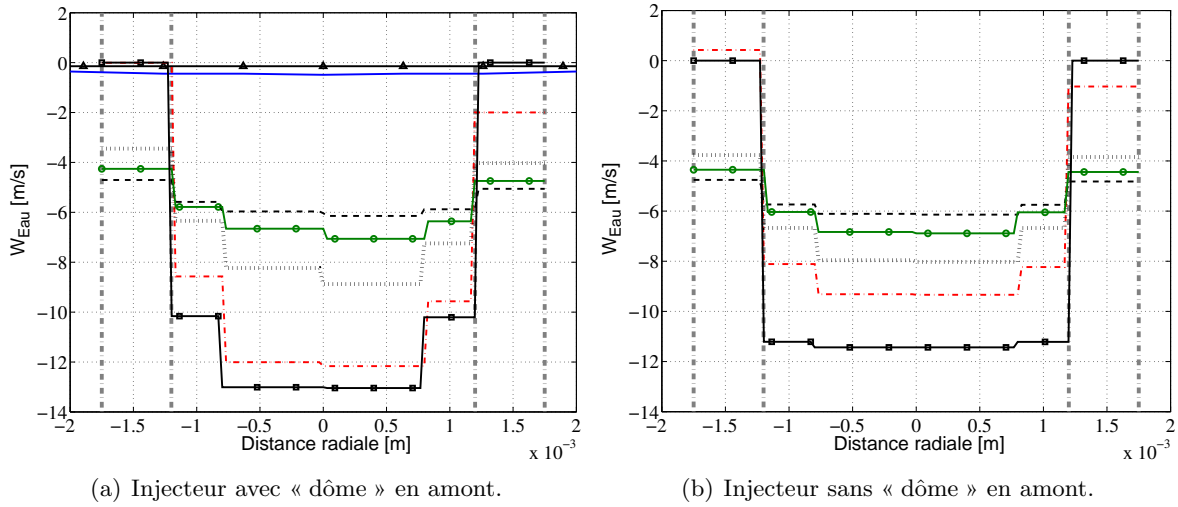


FIG. 4.8 : Profils radiaux de la vitesse axiale de l'eau.  $\blacktriangle$  : Distance =  $0,5 \times 10^{-3}$  m,  $\text{---}$  : Distance =  $10,5 \times 10^{-3}$  m,  $\blacksquare$  : Distance =  $18,5 \times 10^{-3}$  m,  $\text{---}$  : Distance =  $24,5 \times 10^{-3}$  m,  $\cdots$  : Distance =  $34,5 \times 10^{-3}$  m,  $\text{---}\circ\text{---}$  : Distance =  $44,5 \times 10^{-3}$  m,  $\text{---}$  : Distance =  $64,5 \times 10^{-3}$  m.

(FIG. 4.8 (b)). Pour les deux cas, on observe des profils paraboliques des vitesses axiales dans l'injecteur. À la différence du cas sans dôme, ces profils ne sont pas symétriques pour le cas avec dôme, ce qui peut expliquer la variation de la pression axiale observée dans le premier tronçon de l'injecteur (FIG. 4.7 (a)). Par ailleurs, on remarque que les vitesses du premier tronçon et du début du second tronçon de l'injecteur sont plus élevées « au plateau » dans le cas avec dôme que dans le cas sans dôme.

### 4.3.2 Convergence en maillage

L'influence du dôme en amont étant mise en évidence, il est maintenant nécessaire de mener une étude de convergence en maillage sur l'ensemble {dôme + injecteur}, afin de mesurer clairement l'impact du raffinement du maillage sur la pression.

Nous avons d'abord étudié le raffinement du maillage de l'injecteur seul, avant de raffiner l'ensemble du maillage {dôme + injecteur} du cas-test de référence présenté à la Section 4.1.

#### 4.3.2.a Étude sur un injecteur

Nous avons mené une étude préalable sur un injecteur sans dôme. Le maillage de l'injecteur du cas-test de référence présenté dans la Partie 4.1.1 et qui correspond au maillage d'un des injecteurs de la configuration complète) est constitué de 348 hexaèdres. À partir du maillage de cet injecteur dit « de base », nous avons augmenté successivement le niveau de raffinement du maillage de l'injecteur « de base » dans toutes les directions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ . Les cas de raffinement sont listés dans le Tableau 4.3.

La Figure 4.9 montre que la convergence en maillage est atteinte quand le nombre de cellules de l'injecteur est multiplié par 16 dans toutes les directions, ce qui donne un maillage de 1 425 000 d'hexaèdres. Nous appellerons par la suite injecteur « convergé » l'injecteur avec ce niveau de raffinement.

Maillage de l'injecteur	Niveau de raffinement du maillage par rapport au cas « de base »	Nombre d'hexaèdres
n°1	×1 selon $X$ , $Y$ et $Z$	348
n°2	×2 selon $X$ , $Y$ et $Z$	2 784
n°3	×4 selon $X$ , $Y$ et $Z$	22 272
n°4	×8 selon $X$ , $Y$ et $Z$	178 176
n°5	×16 selon $X$ , $Y$ et $Z$	1 425 408
n°6	×16 selon $X$ et $Y$ et ×48 selon $Z$	4 512 768

TAB. 4.3 : Raffinement du maillage de l'injecteur.

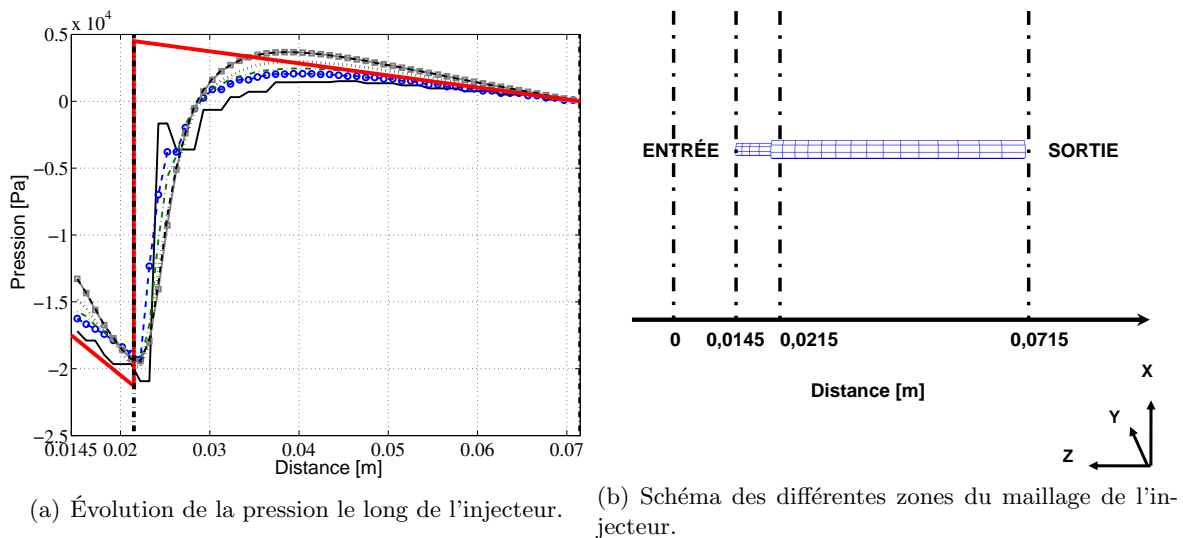


FIG. 4.9 : Influence du raffinement du maillage de l'injecteur sur la pression. — : Injecteur n°1, -○- : Injecteur n°2, -·-·- : Injecteur n°3, ····· : Injecteur n°4, -□- : Injecteur n°5, - - - : Injecteur n°6, — : Modèle 1D.

### 4.3.2.b Étude sur un injecteur avec un dôme en amont

Après cette étude préalable de convergence en maillage sur un injecteur, nous allons considérer le maillage de l'ensemble {dôme + injecteur} du cas-test de référence, afin d'évaluer la surestimation de la pression liée au raffinement du maillage. Le Tableau 4.4 récapitule le niveau de raffinement des différents cas-tests utilisés pour cette étude. On rappelle que la dénomination « de base » correspond au niveau de raffinement du maillage du cas-test de référence présenté à la Section 4.1, tandis que le terme « convergé » désigne le maillage de l'injecteur n°6. Pour l'étude de convergence en maillage sur l'ensemble {dôme + injecteur}, les maillages de l'injecteur « de base » et de l'injecteur « convergé » sont testés avec le maillage d'un dôme de plus en plus raffiné. On précise que le cas n°5D est un maillage optimisé, où seule les zones d'intérêt sont raffinées.

Cas	Raffinement du maillage	Nombre d'hexaèdres
n°1D	Maillage de l'injecteur « de base » avec le maillage du dôme « de base » (raffinement du maillage constant)	7 207 (6 859 + 348)
n°2D	Maillage de l'injecteur « convergé » avec le maillage du dôme un peu raffiné (raffinement du maillage constant)	1 543 987 ( $\approx 118\,000 + 1\,400\,000$ )
n°3D	Maillage de l'injecteur « convergé » avec le maillage du dôme raffiné (raffinement du maillage constant)	2 296 158 ( $\approx 871\,000 + 1\,425\,000$ )
n°4D	Maillage de l'injecteur « convergé » avec le maillage du dôme très raffiné (raffinement du maillage constant)	2 674 833 ( $\approx 1\,249\,000 + 1\,425\,000$ )
n°5D	Maillage de l'injecteur « convergé » recollé conformément avec le maillage du dôme très raffiné (maillage optimisé)	1 765 009 ( $\approx 339\,000 + 1\,425\,000$ )

TAB. 4.4 : Raffinement du maillage de l'ensemble {dôme + injecteur}.

La Figure 4.10 présente l'évolution de la pression le long de l'axe central du domaine pour les différents maillages listés dans le Tableau 4.4. Les résultats des simulations numériques sont comparés avec la pression prédite par le modèle 1D, qui est la référence dans cette configuration monophasique.

Tout d'abord, plus le maillage de l'ensemble {dôme + injecteur} est raffiné, plus l'évolution de la pression est lissée. La convergence en maillage est atteinte pour les trois derniers cas (n°3D, 4D et 5D), dont les courbes sont confondues. Par ailleurs, plus le maillage est raffiné, plus la perte de charge de la simulation numérique est proche de celle donnée par le modèle 1D qui vaut  $0,60 \times 10^5$  Pa, comme le résume le Tableau 4.5.

Maillage	n°1D	n°2D	n°3D	n°4D	n°5D
$\Delta P_{Num} \times 10^5$ [Pa]	0,94	0,82	0,65	0,64	0,64
$\Delta P_{Num} - \Delta P_{Mod} \times 10^5$ [Pa]	0,34	0,22	0,05	0,04	0,04

TAB. 4.5 : Effet du raffinement du maillage {dôme + injecteur} sur la perte de charge dans un injecteur.

Ces résultats montrent qu'avec un maillage suffisamment raffiné, l'évolution de la pression de la simulation numérique dans l'ensemble {dôme + injecteur} est en très bon accord avec celle prédite par le modèle 1D. De plus, avec un maillage suffisamment raffiné, la perte de charge est réduite de 45% (soit  $0,30 \times 10^5$  Pa) par rapport au maillage « de base », ce qui explique la majeure partie de l'écart, relevé au Chapitre 3, entre la pression mesurée expérimentalement et



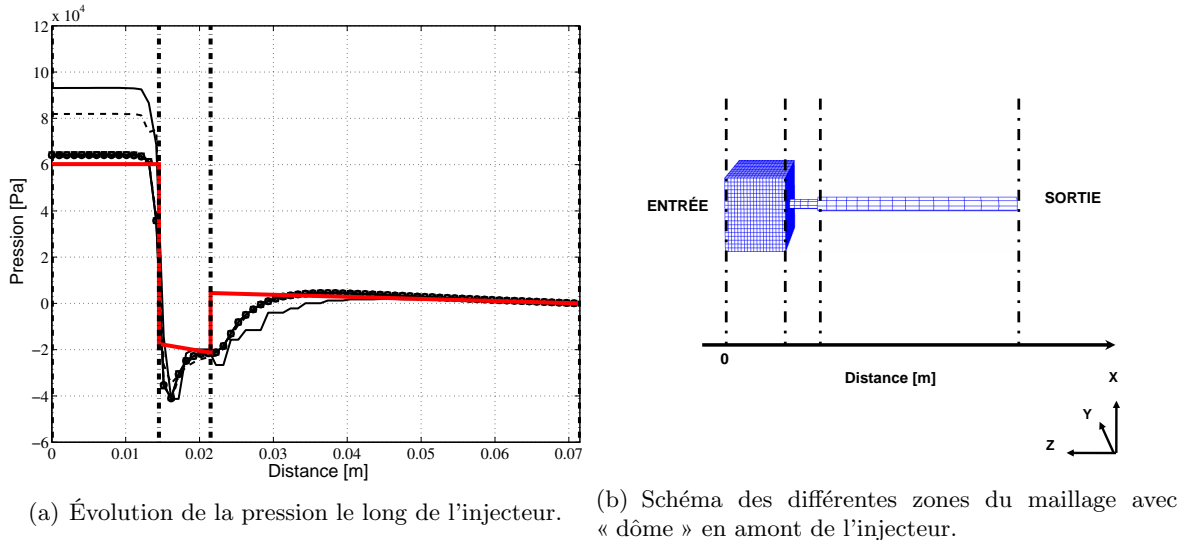


FIG. 4.10 : Influence du raffinement du maillage {dôme + injecteur} sur la pression. — : Cas n°1D, - - - : Cas n°2D, - · - · - : Cas n°3D, —○— : Cas n°4D, —□— : Cas n°5D, — : Modèle 1D.

la pression prédite.

### 4.3.3 Conclusion

Pour conclure, la majeure partie de la surestimation de la pression dans les simulations numériques vient du dôme en amont de l'injecteur. Nous avons mis en évidence l'importance de l'influence du raffinement du maillage sur la pression dans la simulation numérique. Si le niveau de raffinement du maillage du cas n°5D était appliqué à la géométrie complète, un minimum de 300 000 000 hexaèdres serait requis pour mailler le domaine complet. Étant donné les limites actuelles des ressources de calcul, ceci est impossible à mettre en œuvre. En effet, le temps du calcul de référence présenté à la Section 3.4.2.a (dont le maillage est de 1 124 000 hexaèdres) est de 74 heures sur 128 processeurs, pour atteindre un temps physique de 1,2 seconde. C'est pourquoi les simulations numériques de la configuration complète ont été menées sur un maillage « grossier ».

## 4.4 Application du modèle 1D de perte de charge monophasique

Nous avons vu dans la Section 4.2.1.b que l'écart entre la pression mesurée expérimentalement par le LEGI et la pression numérique pour la configuration complète à 122 injecteurs est du même ordre de grandeur que l'écart entre la pression prédite par le modèle 1D et la pression de la simulation numérique dans le cas-test de référence {dôme + injecteur} avec le maillage « de base » (cas n°1D) et la perte de charge  $\Delta P_S$  conservée en sortie de l'injecteur. Dans cette partie, nous allons appliquer le modèle 1D de perte de charge établi à la Section 4.1.6 pour différents débits d'eau d'entrée, afin d'estimer dans la configuration complète l'écart auquel on doit s'attendre entre la pression numérique et la pression expérimentale.

#### 4.4.1 Rappel de la configuration

Le domaine de calcul, les modèles physiques, les conditions et les paramètres numériques sont ceux du cas-test de référence décrit à la Partie 4.1. Le domaine de calcul, représenté sur la Figure 4.1, est constitué d'un dôme en amont de l'injecteur, dont les maillages « de base » correspondent au cas n°1D (TAB. 4.4). Comme dans la configuration complète à 122 injecteurs, une perte de charge  $\Delta P_S$  est imposée sur les quatre dernières cellules de l'injecteur. On rappelle que le domaine est initialement rempli d'eau. On injecte de l'eau sur toute la surface d'entrée du dôme pour différents débits  $Q_{Ref}^*$  valant 0,046 kg/s, 0,059 kg/s et 0,102 kg/s. Ces débits d'entrée correspondraient aux débits de référence d'entrée de l'eau quand la vanne est pleinement ouverte dans les conditions des cas de référence menés lors des campagnes de mesures expérimentales du LEGI, dont les résultats de simulation se trouvent au Chapitre 6 et en Annexe E.

#### 4.4.2 Résultats

Le Tableau 4.6 récapitule pour les trois cas-test de cette étude :

- le minimum et le maximum de perte de charge mesurée expérimentalement  $\Delta P_{LEGI}$ ,
- la perte de charge donnée par le modèle 1D  $\Delta P_{Mod}$ ,
- la perte de charge donnée par le modèle 1D avec l'ajout de la perte de charge en sortie  $\Delta P_{Mod} + \Delta P_S$ , qui donne ce que l'on serait sensé prédire avec la simulation numérique quand on garde la perte de charge de sortie  $\Delta P_S$ , si le maillage était suffisamment raffiné,
- la perte de charge de la simulation numérique  $\Delta P_{Num}$  pour le cas-test de référence, qui est ce que l'on obtient en réalité avec la simulation numérique en utilisant un maillage non raffiné équivalent à la géométrie à 122 injecteurs (avec un dôme en amont de l'injecteur et  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur).

$Q_{Ref}^*$ [kg/s]	0,046	0,059	0,102
$\Delta P_{LEGI} \times 10^5$ [Pa]	0,47 – 0,58	0,86 – 1,13	2,30 – 3,32
$\Delta P_{Mod} \times 10^5$ [Pa]	0,60	0,98	2,88
$\Delta P_{Num} \times 10^5$ [Pa]	1,09	1,79	5,31
$\Delta P_{Mod} + \Delta P_S \times 10^5$ [Pa]	0,71	1,17	3,44

TAB. 4.6 : Pertes de charge expérimentale, données par le modèle 1D et par la simulation numérique pour différents débits d'eau d'entrée  $Q_{Ref}^*$ .

Le Tableau 4.7 donne pour les différents cas les écarts entre les pertes de charge expérimentale, prédites par le modèle 1D (avec ou sans  $\Delta P_S$ ) et donnée par la simulation numérique pour le cas-test de référence d'un injecteur isolé.

$Q_{Ref}^*$ [kg/s]	0,046	0,059	0,102
$\Delta P_{Mod} - \Delta P_{LEGI} \times 10^5$ [Pa]	0,13 – 0,02	0,12 – 0,15	0,58 – 0,44
$\Delta P_{Num} - \Delta P_{Mod} \times 10^5$ [Pa]	0,49	0,81	2,43
$\Delta P_{Num} - \Delta P_{LEGI} \times 10^5$ [Pa]	0,62 – 0,51	0,93 – 0,66	3,01 – 1,99
$\Delta P_{Num} - (\Delta P_{Mod} + \Delta P_S) \times 10^5$ [Pa]	0,38	0,62	1,87

TAB. 4.7 : Écarts entre les pertes de charge expérimentale, numérique et données par le modèle 1D pour différents débits d'eau d'entrée  $Q_{Ref}^*$ .

Tout d'abord, il est intéressant de remarquer que l'on peut retrouver la perte de charge du LEGI à partir du modèle 1D établi à la Section 4.1.6 pour les différents cas envisagés. On constate en effet que la perte de charge donnée par le modèle 1D  $\Delta P_{Mod}$  est dans le bon ordre de grandeur des mesures expérimentales avec  $\Delta P_{LEGI,Min} \leq \Delta P_{Mod} \leq \Delta P_{LEGI,Max}$  (TAB. 4.6 et TAB. 4.7). Par ailleurs, l'écart entre la pression de la simulation numérique et la pression expérimentale est du même ordre de grandeur que l'écart entre pression de la simulation numérique et pression prédite par le modèle 1D, pour les différents débits d'eau testés. Ceci permet de donner une idée de l'écart auquel on doit s'attendre pour les configurations complètes à 122 injecteurs. Enfin, l'écart entre la pression numérique et la pression donnée par le modèle 1D auquel est ajoutée la perte de charge de sortie  $\Delta P_{Mod} + \Delta P_S$  (comme dans le cas-test de référence) donne l'effet lié au niveau de raffinement du maillage (TAB. 4.7). On constate que pour les trois cas considérés, la majeure partie de la surestimation de la pression numérique par rapport aux résultats expérimentaux est liée au manque de raffinement du maillage (entre 55% et 81%).

### 4.4.3 Conclusion

Le modèle 1D monophasique établi s'affranchit des erreurs liées au numérique : le manque de raffinement du maillage et la perte de charge  $\Delta P_S$  ajoutée par erreur en sortie. Ce modèle s'est révélé en très bon accord avec les résultats expérimentaux du LEGI et nous permet donc d'estimer à l'avance l'erreur commise par la prédiction numérique dans la configuration complète à 122 injecteurs. Par ailleurs, grâce à ce modèle 1D, il est possible de retrouver l'ordre de grandeur de la pression expérimentale à partir du débit d'eau sortant simulé et inversement de retrouver le débit d'eau sortant simulé à partir de la pression expérimentale, ce qui apporte une réelle valeur ajoutée aux résultats expérimentaux.

## 4.5 Effets diphasiques

Nous avons vu dans la Partie 4.4 que le modèle 1D monophasique montre un bon accord avec les résultats expérimentaux. Nous aimerions maintenant savoir si la perte de charge est affectée par l'injection d'air en entrée, situation qui se rapproche de la configuration réelle à 122 injecteurs. Nous allons donc considérer dans cette partie le cas d'un écoulement diphasique eau / air pour lequel on injecte de l'eau et de l'air dans un domaine pré-rempli d'eau. Pour cela nous allons simuler des cas-tests sur le maillage {dôme + injecteur} « de base » (cas n°1D) avec la perte de charge  $\Delta P_S$  conservée en sortie de l'injecteur (ce qui correspond à la configuration complète à 122 injecteurs) et sur le maillage raffiné (cas n°3D) sans  $\Delta P_S$  en sortie. Par ailleurs on modifie le modèle 1D de perte de charge valable uniquement pour un écoulement monophasique, en faisant l'hypothèse d'un mélange homogène pour l'appliquer à un écoulement diphasique eau / air. Nous allons voir s'il est possible de retrouver la perte de charge d'un écoulement diphasique eau / air avec ce modèle 1D étendu, en comparant les résultats de ce modèle aux résultats de la simulation numérique pour le maillage d'un domaine raffiné qui servent de référence.

### 4.5.1 Présentation des cas-tests diphasiques

Pour ces cas-tests, de l'eau (en phase liquide) et de l'air (en phase gazeuse) sont injectés dans l'ensemble du domaine {dôme + injecteur} initialement rempli d'eau.

#### 4.5.1.a Domaines de calcul considérés

On considère le domaine de calcul de référence {dôme + injecteur} décrit à la Section 4.1. Deux maillages sont considérés : le maillage « de base » n°1D équivalent à la géométrie complète à 122 injecteurs et le maillage raffiné n°3D (voir le Tableau 4.4).

### 4.5.2 Modèles physiques

Dans cette configuration, on considère un écoulement diphasique, incompressible, sans transfert de masse et de chaleur. Les fluides considérés sont l'eau et l'air, dont les propriétés physiques sont récapitulées dans le Tableau 4.8.

Fluide	Eau (en phase 1)	Air (en phase 2)
État	liquide	gazeux
Masse volumique $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1,2
Viscosité dynamique $\mu$ [Pa.s]	$10^{-3}$	$1,85 \times 10^{-5}$

TAB. 4.8 : Propriétés physiques des deux fluides du cas-test diphasique.

On choisit un modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  pour les deux fluides. Le transfert de quantité de mouvement à l'interface eau / air est modélisé grâce à la loi de Simmer [57] qui est un modèle de traînée à phase séparée dépendant de la fraction volumique de liquide. Le diamètre des particules est de  $10^{-3}$  m, comme dans la configuration de référence à 122 injecteurs.

### 4.5.3 Conditions initiales

Le domaine est initialement pré-rempli d'eau.

### 4.5.4 Conditions aux limites

On injecte en entrée du dôme à la fois de l'eau sur une surface  $(1 - \alpha_{Air})S_0$  et de l'air sur la surface complémentaire  $\alpha_{Air}S_0$  à la même vitesse :  $V_{Ref}^* = Q_{Ref}^*/(\rho_{Eau}(1 - \alpha_{Air})S_0)$ , en conservant un débit d'eau constant en entrée  $Q_{Ref}^* = Q_{Ref}/122 = 0,046$  kg/s, où  $Q_{Ref}$  est le débit d'eau de référence correspondant au nombre de Weber de référence  $We_{Ref} = \rho_1 V_{Ref}^2 D/\sigma$ . Cette vitesse d'entrée  $V_{Ref}^*$  impose l'énergie cinétique turbulente en entrée  $q = 3/2(V_{Ref}^* I_u)^2$  et la dissipation turbulente  $\varepsilon = C_\mu q^{3/2} l^{-1}$ , où  $I_u = u'/V_{Ref}^*$  est l'intensité turbulente imposée en entrée avec  $u'$  la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse turbulente ( $I_u = 5\%$ ),  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D_h$  avec  $D_h$  le diamètre hydraulique de l'entrée du dôme.

En ce qui concerne la condition à la limite en sortie, on impose une pression de sortie à l'air libre. Par ailleurs, on impose une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur uniquement pour le maillage n°1D (pour être équivalent à la géométrie complète à 122 injecteurs).

On impose des conditions de symétrie au niveau des surfaces latérales du « dôme » et des conditions de paroi [90] au niveau de l'injecteur et de la surface inférieure « dôme », en utilisant une fonction de friction turbulente standard.

### 4.5.5 Mise en place d'un modèle 1D de perte de charge diphasique

Dans le cas diphasique eau / air, on fait l'hypothèse d'un mélange homogène où l'eau et l'air sont injectés à la même vitesse en entrée du dôme  $V_{Ref}^*$ . Cette hypothèse revient à négliger les effets diphasiques. La perte de charge est ainsi évaluée de la même façon que dans la section 4.1.6, à la différence que les surfaces efficaces prises en compte pour le cas diphasique sont toutes multipliées par un facteur  $(1 - \alpha_{Air})$ . Les pertes de charge dans l'air sont négligées, la masse volumique de l'air étant 1 000 fois plus faible que celle de l'eau.

### 4.5.6 Résultats

Une étude préalable menée avec le maillage raffiné n°3D de l'ensemble {dôme + injecteur} (présentée en Annexe D) compare les algorithmes diphasique et monophasique du code NEPTUNE\_CFD. Les résultats de cette comparaison ont permis de détecter un écart au niveau de la pression entre les deux algorithmes pour une configuration de test équivalente. Par ailleurs, il faut mentionner que nous avons rencontré des problèmes de stabilité du code dans les cas-test diphasiques menés avec le maillage raffiné n°3D. Il serait donc nécessaire d'analyser un peu plus finement les phénomènes intervenant au sein de ces écoulements diphasiques dans un travail futur. Sachant cela, nous allons cependant présenter quelques cas sans pour autant nous appuyer sur ces résultats par la suite.

Le Tableau 4.9 récapitule pour différentes valeurs de la fraction volumique d'air les pertes de charge données par le modèle 1D diphasique et par les simulations numériques sur le maillage de référence (n°1D) avec  $\Delta P_S$  et le maillage raffiné (n°3D) sans  $\Delta P_S$ .

$\alpha_{Air}$	0	0,15	0,3	0,5
$\Delta P_{Mod} \times 10^5 [Pa]$	0,60	0,83	1,21	2,35
Maillage « de base » (n°1D) avec $\Delta P_S$ : $\Delta P_{Num} \times 10^5 [Pa]$	1,09	1,47	1,75	2,37
Maillage raffiné (n°3D) sans $\Delta P_S$ : $\Delta P_{Num} \times 10^5 [Pa]$	0,65	0,89	1,74	2,97

TAB. 4.9 : Pertes de charge données par le modèle 1D, pour le cas sur le maillage « de base » (n°1D) avec  $\Delta P_S$  et le maillage raffiné (n°3D) sans  $\Delta P_S$ , pour différentes valeurs de la fraction volumique d'air.

Globalement la perte de charge augmente avec la fraction volumique d'air imposée en entrée, ce qui est cohérent. En effet, plus la fraction volumique d'air imposée en entrée augmente, plus la vitesse de mélange  $V_{Ref}^*$  imposée en entrée augmente par définition et donc plus la pression augmente.

À titre d'exemple, la Figure 4.11 compare pour le cas  $\alpha_{Air} = 0,15$  l'évolution des pertes de charge le long de l'axe de l'injecteur données par le modèle 1D diphasique et par les simulations numériques sur le maillage « de base » (n°1D) avec  $\Delta P_S$  et le maillage raffiné (n°3D) sans  $\Delta P_S$ .

On remarque que le maillage de base {dôme + injecteur} avec  $\Delta P_S$  ajoutée en sortie de l'injecteur présente une surestimation de la pression de  $0,60 \times 10^5$  Pa par rapport au maillage raffiné. Au niveau du dernier tronçon de l'injecteur, la pente est bien capturée par le maillage raffiné, alors que le maillage grossier présente un profil plat : la surestimation de la pression n'est plus liée dans le cas diphasique à  $\Delta P_S$ . Des coupes de la fraction volumique d'air montrent l'existence d'une couche d'air au niveau des parois de l'injecteur du maillage non raffiné : on a un effet de ségrégation, l'écoulement est dominé par les effets de pression.

On constate également que l'évolution de la perte de charge donnée par le modèle 1D est en assez bon accord avec les résultats obtenus pour le maillage raffiné : il n'y a donc pas de vrais effets diphasiques car le modèle marche aussi bien pour le cas monophasique que pour le cas diphasique, en faisant l'hypothèse d'un mélange homogène où l'eau et l'air sont injectés à la même vitesse  $V_{Deb}^*/\alpha_{Eau}$  avec  $V_{Deb}^* = Q_{Ref}^*/(\rho_{Eau}S_0)$  la vitesse débitante injectée en entrée du dôme.

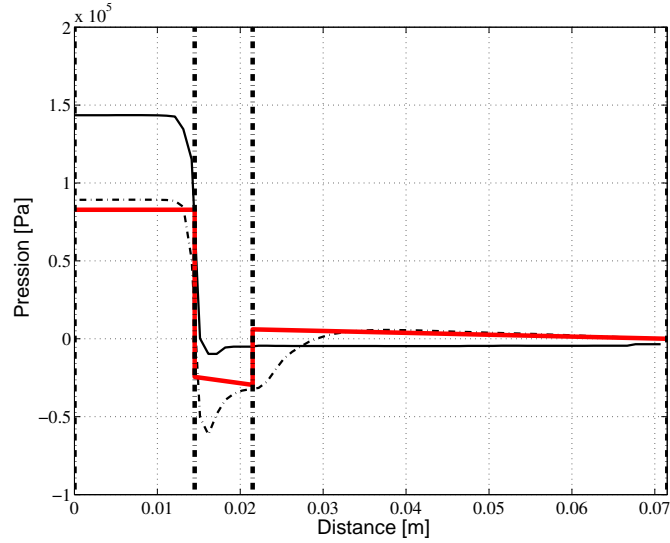


FIG. 4.11 : Évolution de la pression le long de l'axe pour le cas  $\alpha_{Air} = 0,15$ . — : Maillage « de base » (n°1D) avec perte de charge  $\Delta P_S$  ajoutée en sortie, - - - : Maillage raffiné (n°3D) sans perte de charge  $\Delta P_S$  en sortie, — : Modèle 1D.

## 4.6 Conclusion

Au Chapitre 3, un écart au niveau de la pression dans le dôme a été détecté entre les données expérimentales et les résultats numériques, dans la configuration complète à 122 injecteurs. D'autre part, pour résoudre un problème de stabilité du code rencontré dans les calculs numériques, une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  a été imposée en sortie de chaque injecteur plus tôt que là où elle devrait effectivement se trouver, afin de régulariser l'écoulement plus tôt. Afin de comprendre l'origine de la surestimation de la pression numérique et de quantifier l'erreur commise avec l'ajout de  $\Delta P_S$  en sortie, des simulations monophasiques ont été menées sur des cas-test avec un injecteur muni d'un dôme en amont. Par ailleurs, un modèle 1D de perte de charge a également été mis en place pour servir de référence dans les comparaisons des résultats. Des cas-test avec et sans chambre en aval de l'injecteur ont mis en évidence qu'il n'est pas correct de modéliser la présence de la chambre par une perte de charge singulière en sortie, lorsque l'écoulement est sortant. Nous avons déterminé que 30% de la surestimation de la pression dans le calcul numérique vient de l'ajout de  $\Delta P_S$  en sortie de l'injecteur. Une étude de convergence en maillage sur l'ensemble {dôme + injecteur} a révélé que la majeure partie de la surestimation de la pression dans la simulation numérique est en fait liée au manque de raffinement du maillage.

Grâce au modèle de perte de charge 1D qui s'affranchit des erreurs numériques, nous avons également évalué l'erreur commise par la simulation numérique dans la configuration complète à 122 injecteurs pour plusieurs débits d'eau d'entrée correspondant aux cas expérimentaux de référence.



# Chapitre 5

## Études de sensibilité aux conditions de simulation

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Étude de l'influence de l'angle d'injection imposé en entrée . . . . .</b>	<b>86</b>
5.1.1	Résultats . . . . .	86
5.1.2	Conclusion . . . . .	88
<b>5.2</b>	<b>Études de sensibilité au modèle de turbulence . . . . .</b>	<b>88</b>
5.2.1	Remarque préliminaire . . . . .	89
5.2.2	Influence du modèle de turbulence $k - \varepsilon$ . . . . .	89
5.2.3	Influence de l'intensité turbulente imposée en entrée de la canne dans le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ . . . . .	91
5.2.4	Conclusion . . . . .	92
<b>5.3</b>	<b>Études de sensibilité au modèle de traînée . . . . .</b>	<b>93</b>
5.3.1	Influence du modèle de traînée choisi . . . . .	93
5.3.2	Influence du diamètre des inclusions dans le modèle de Simmer . . . . .	96
5.3.3	Conclusion . . . . .	99
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>99</b>

---

Au préalable des analyses présentées aux Chapitres 3 et 6, des études de sensibilité ont été menées par rapport au cas de référence à  $We = 4,72 \times 10^4$  présenté à la Section 3.4.2.a (sans chambre en aval des injecteurs et avec une ouverture complète de la vanne à boisseau entre 0 et 90°). Le but est d'avoir une idée de l'influence des paramètres de modélisation retenus pour les simulations numériques des cas de référence (se référer à la Section 3.2.3). Il faut garder à l'esprit que les résultats peuvent se montrer très sensibles au moindre changement (voir Annexe C.1 pour plus de précisions). Ces études nous ont permis de conclure que soit les paramètres choisis pour réaliser les simulations de référence avaient peu d'impact sur les résultats numériques obtenus, soit qu'ils étaient les mieux adaptés. Ces conclusions reposent sur l'analyse du débit d'eau massique sortant par les injecteurs, de la masse d'eau dans le dôme et de la pression relevée dans le dôme (dont l'emplacement de la sonde sera détaillé au Chapitre 6 sur la Figure 6.1). Pour les cas intéressants, nous avons également étudié la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ , en comparant les résultats du modèle de mouillage 0D développé par les expérimentateurs du LEGI aux résultats de la simulation numériques. La façon dont on mesure numériquement cette fraction  $\chi$  sera introduite au Chapitre 6 (Section 6.1.2.a).

La première étude présentée estime l'influence de l'angle d'injection de l'eau  $\alpha_{Num}$  qui intervient dans la modélisation de l'ouverture de la vanne. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux modèles physiques choisis. Une étude de l'influence du modèle de



turbulence  $k-\varepsilon$ , ainsi que de l'influence de l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée ont été réalisées. De plus, l'influence du modèle de traînée qui intervient au niveau de la modélisation du transfert de quantité de mouvement, a également été évaluée. Deux modèles de traînée potentiels ont été retenus pour cette étude : le modèle de Simmer et LIM (Large Interface Model) qui sont adaptés aux écoulements stratifiés. L'impact du diamètre des particules  $d_i$ , qui est un paramètre du modèle de Simmer, a été considéré plus spécifiquement.

## 5.1 Étude de l'influence de l'angle d'injection imposé en entrée

Afin de modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau sphérique, il est nécessaire de prendre en considération l'évolution temporelle de la direction des vecteurs de vitesse, de l'aire de la surface d'ouverture de la vanne ainsi que le débit d'eau massique en entrée. Le débit d'eau fait partie des données expérimentales disponibles. Par ailleurs, grâce à l'évolution de l'angle d'ouverture de la vanne à boisseau fournie, il est possible de déterminer théoriquement l'évolution de la surface d'ouverture de la vanne. Cependant, une inconnue persiste dans la modélisation de l'ouverture, car l'orientation des vecteurs de vitesse n'est pas accessible expérimentalement.

Dans le but d'augmenter la représentativité de l'injection, on peut donc se poser la question suivante : l'angle d'injection  $\alpha_{Num}$  imposé en entrée de la canne d'alimentation a-t-il un impact important sur les résultats de nos simulations numériques ?

Si tel est le cas, il sera nécessaire de réaliser au préalable une simulation numérique de l'ouverture complète de la vanne à boisseau, afin d'obtenir les bonnes conditions à la limite en entrée de la canne d'alimentation. Dans le cas contraire, nous pourrions nous limiter à modéliser l'angle d'injection qui sera le plus représentatif de l'injection expérimentale.

Dans cette partie, nous allons donc étudier l'influence de l'angle d'injection  $\alpha_{Num}$  imposé en entrée de la canne d'alimentation. Pour avoir une idée de son impact sur l'écoulement, nous allons nous intéresser à trois grandeurs caractéristiques : le débit d'eau sortant, la masse d'eau dans le dôme et la pression dans le dôme. Comme le montre la Figure 5.1, nous allons tester trois types d'injection en entrée :

- $\alpha_{Num} = 0$ , ce qui revient à dire que l'injection d'eau se fait selon la normale à la surface du maillage  $S_{Mail}$ ,
- $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta$ , où  $\theta$  est l'angle d'ouverture de la vanne à boisseau, ce qui correspond à une injection d'eau normale à la surface efficace  $S_{Eff}$  du boisseau de la vanne,
- $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$ , avec  $\theta' = \theta + \gamma = \theta + \arctan^{-1}\left(\frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)}\right)$  pour que l'injection d'eau en entrée soit normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne (voir Annexe B.3 pour le détail du calcul de  $\theta'$ ).

Il faut souligner que physiquement c'est la dernière définition de  $\alpha_{Num}$  qui est la plus proche de la réalité.

### 5.1.1 Résultats

La Figure 5.2 quantifie l'influence de l'angle d'injection imposé en entrée de la vanne sur le débit d'eau sortant et sur la masse d'eau dans le dôme, au cours de l'évolution de l'ouverture de la vanne. On constate que le choix de l'angle d'injection a peu d'effet sur ces deux grandeurs.

En ce qui concerne l'évolution de la pression représentée sur la Figure 5.3 (avec des points pris toutes 4 ms pour plus de lisibilité), l'influence de l'angle d'injection est un peu plus marquée. La pression est légèrement plus élevée dans le cas avec  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$ .

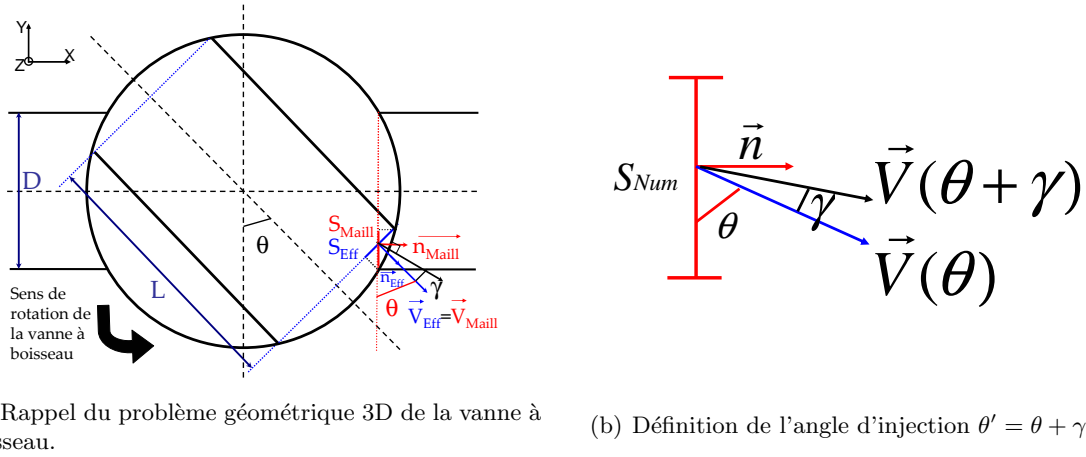


FIG. 5.1 : Choix d'injection possibles pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau sphérique :  $90^\circ$ ,  $\theta$  ou  $\theta' = \theta + \gamma$ .

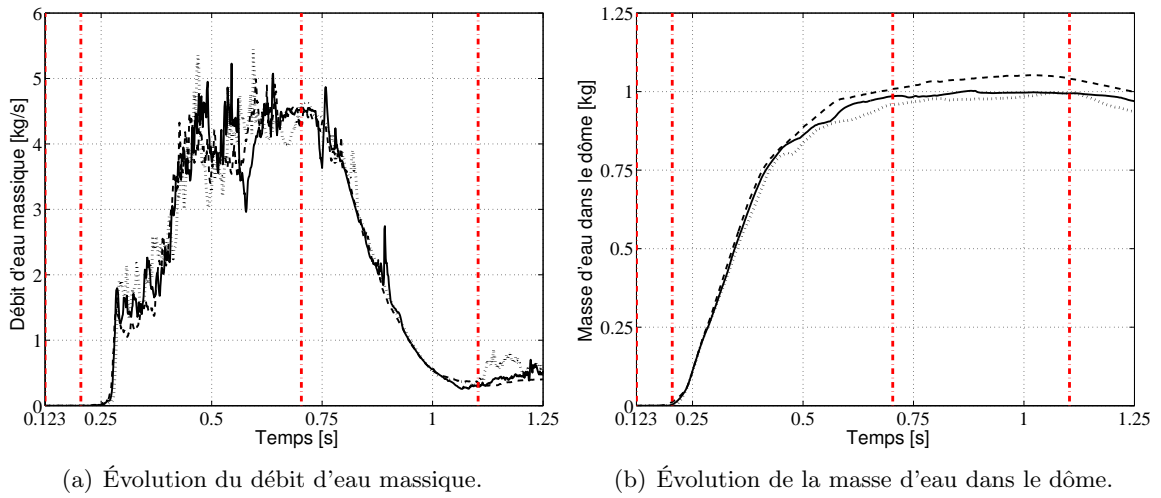


FIG. 5.2 : Influence de l'angle d'injection de l'eau sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... :  $\alpha_{Num} = 0$ , ---- :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta$ , — :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$ .

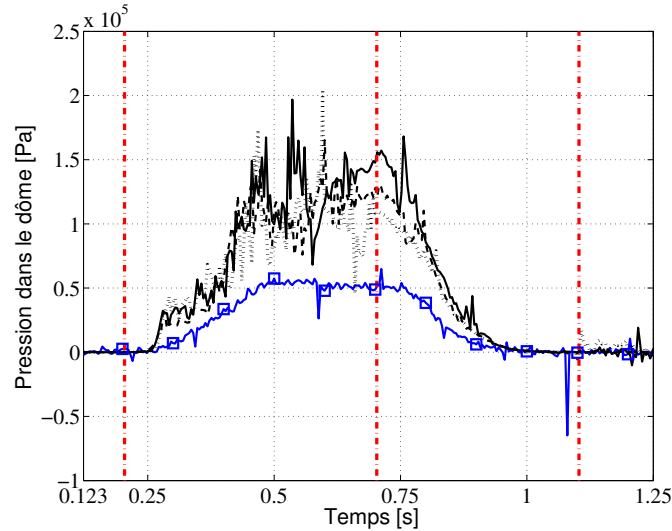


FIG. 5.3 : Influence de l'angle d'injection de l'eau sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... :  $\alpha_{Num} = 0$ , ---- :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta$ , — :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$ , -□- : Expérience.

### 5.1.2 Conclusion

Pour conclure, l'influence de l'angle d'injection sur nos résultats est globalement faible,  $\alpha_{Num}$  n'est pas un paramètre déterminant. En conséquence, il n'est pas nécessaire de simuler au préalable l'ouverture réelle de la vanne à boisseau. Nous avons choisi de prendre l'angle d'injection  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$  avec  $\theta' = \theta + \gamma = \theta + \arctan^{-1}\left(\frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)}\right)$  pour mener nos simulations, car cette option représente le choix le plus proche de la configuration expérimentale, donc physiquement le plus juste. En effet, l'injection d'eau en entrée de la canne, selon la définition de cet angle, est ainsi normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne, dans la modélisation de l'ouverture de la vanne.

## 5.2 Études de sensibilité au modèle de turbulence

Dans cette partie, nous allons présenter une étude de sensibilité au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ . Étant donné le niveau des autres modélisations physiques et les problèmes de précision numérique liés à la complexité du maillage, il est inutile de chercher à mettre en œuvre un modèle de turbulence plus sophistiqué que le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ . C'est pourquoi dans notre analyse, nous nous limiterons à estimer l'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  ainsi que l'effet de l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée de la canne sur nos résultats.

Si le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  est activé, les conditions aux limites en entrée sur la turbulence sont constantes et basées sur les caractéristiques de l'écoulement quand la vanne est pleinement ouverte. On rappelle qu'un nombre de Weber de référence est imposé en entrée de la canne :  $We_{Ref} = \rho_1 V_{Ref} D / \sigma$ , où  $V_{Ref}$  est la vitesse d'entrée de l'eau de référence supposée maximale, quand la vanne est pleinement ouverte,  $D$  est le diamètre de la vanne à boisseau et  $\sigma$  est la tension de surface. Ce nombre de Weber impose en entrée l'énergie cinétique de turbulence  $q_1^2 = 3/2(V_{Ref} I_u)^2$  et la dissipation turbulente  $\varepsilon_1 = C_\mu (q_1^2)^{3/2} l^{-1}$ , où  $I_u = u'/V_{Ref}$  est l'intensité turbulente imposée en entrée,  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D$  est l'échelle de longueur de la turbulence, grandeur physique liée à la taille des grands tourbillons qui contiennent l'énergie

dans les écoulements turbulents.

### 5.2.1 Remarque préliminaire

Dans la littérature, on trouve deux expressions pour imposer la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  en entrée à partir de l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2 = 3/2(V_{Ref}I_u)^2$  :

- $\varepsilon_1 = C_\mu(q_1^2)^{3/2}l^{-1}$  avec  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D_h$ ,
- $\varepsilon_1 = C_\mu^{3/4}(q_1^2)^{3/2}l^{-1}$  avec  $C_\mu = 0,09$  et  $l = 0,03D_h$ ,

où  $I_u$  est l'intensité turbulente imposées en entrée,  $V$  est la vitesse d'entrée,  $D_h$  est le diamètre hydraulique de la section d'entrée. Le rapport entre ces deux dissipations est d'environ 1,46. La première formule étant plus répandue, nous avons choisi d'imposer la dissipation turbulente  $\varepsilon_1 = C_\mu(q_1^2)^{3/2}l^{-1}$  en entrée de la canne d'alimentation dans nos simulations de référence.

### 5.2.2 Influence du modèle de turbulence $k - \varepsilon$

La modélisation de la turbulence représente un problème de fond, et particulièrement dans notre configuration avec des écoulements à phase séparée. Cependant, comme nous l'avons expliqué précédemment, nous allons nous restreindre à une étude de sensibilité au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ . Pour étudier l'influence de ce modèle de turbulence sur nos résultats de simulation, nous allons envisager trois options :

- un cas sans modèle de turbulence,
- un cas avec le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases (avec  $I_u$ ),
- un cas avec le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  uniquement sur la phase liquide (avec  $I_u$ ).

Chacun de ces cas présente des limitations au niveau de la validité de la modélisation. En effet, si l'on considère le cas sans modèle de turbulence, l'erreur commise est de ne pas avoir d'autre viscosité dans le domaine que la viscosité numérique. Si l'on décide de modéliser la turbulence en imposant le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases, on commet une erreur dans le cas des écoulements séparés, car on introduit ainsi une discontinuité de la turbulence au niveau de la frontière entre la phase liquide et la phase gazeuse, qui n'aurait pas lieu d'être si l'on imposait une turbulence sur le mélange. Ce type de modélisation n'est strictement valable qu'en présence uniquement de gaz ou de liquide, donc en début et en fin de simulation. Il est donc nécessaire de considérer le troisième cas, où le modèle de turbulence n'est imposé que sur la phase liquide. On considère que le gaz a une faible influence sur le liquide, vu que l'inertie du gaz est faible comparée à celle du liquide. Toutefois, ce choix pose également un problème, notamment en début de simulation quand le domaine est uniquement rempli d'air et que l'on n'impose pas de turbulence sur le gaz.

Sachant les limites de validité des trois cas considérés, nous allons quantifier l'impact de ces choix de modélisation par une comparaison au niveau du débit d'eau sortant, de la masse d'eau et de la pression dans le dôme.

#### 5.2.2.a Résultats

Sur la Figure 5.4 sont représentées l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme pour le cas sans modèle de turbulence, avec modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases et avec modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  uniquement sur la phase liquide.

On remarque tout d'abord que l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme sont très similaires pour les deux cas avec le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ , qu'il soit imposé sur les deux phases ou uniquement sur la phase liquide.

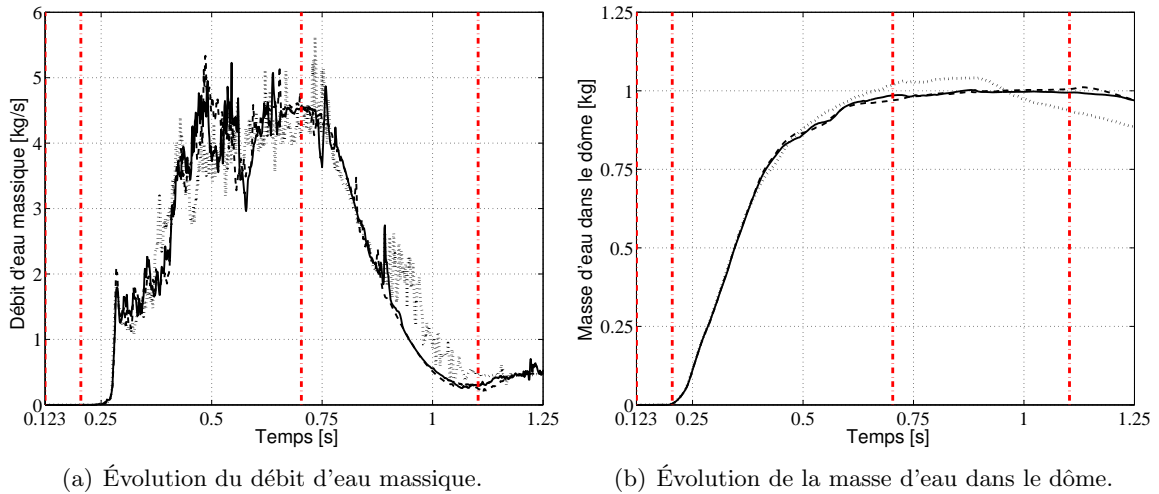


FIG. 5.4 : Influence du modèle de turbulence sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... : Sans modèle de turbulence, — : Modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases, ---- : Modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur la phase liquide uniquement.

Plus globalement, on constate peu d'effet du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  pendant la phase de remplissage du dôme. En revanche, pendant la phase finale de la fermeture de la vanne (à partir de 0,88 s), le débit d'eau sortant de la simulation numérique sans modèle de turbulence devient supérieur à ceux des simulations avec modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ . La Figure 5.4 (b) avec l'évolution de la masse d'eau dans le dôme fait apparaître encore plus clairement une différence de comportement dès le début de la fermeture de la vanne (à partir de 0,703 s). Sans modèle de turbulence, la masse d'eau dans le dôme diminue plus vite : la vidange du dôme se fait beaucoup plus rapidement. Cette différence de comportement au niveau de la vidange du dôme reste néanmoins assez négligeable. En effet, si on intègre le débit d'eau sortant pour les trois cas considérés, on obtient 2,36 kg pour la simulation sans modèle de turbulence, 2,32 kg pour le cas avec modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases et 2,31 kg pour le cas avec modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur la phase liquide uniquement, ce qui donne un écart relatif de 2% au pire entre les différents cas.

L'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  est un peu plus marquée au niveau de l'évolution de la pression de la simulation numérique (FIG. 5.5) : la valeur de la pression au palier est un peu plus faible avec la simulation sans modèle de turbulence, en comparaison de celles des deux simulations numériques avec le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ . De même que précédemment, on remarque que la prise en compte du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases ou seulement sur la phase liquide n'a pas d'effet sur l'évolution de la pression.

### 5.2.2.b Conclusion

Pour conclure, cette analyse succincte montre un faible impact du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les résultats de nos simulations numériques. Nous avons réalisé ces comparaisons en prenant une intensité turbulente en entrée de  $I_u = 5\%$ . Nous allons maintenant présenter une étude de sensibilité au paramètre d'entrée  $I_u$  du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ .

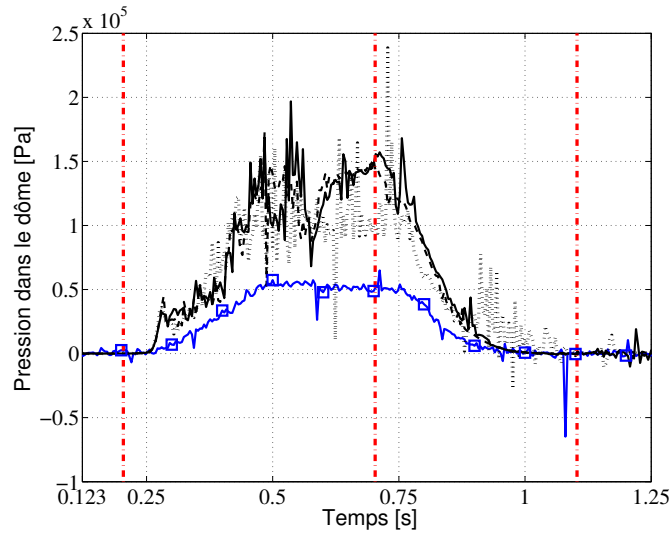


FIG. 5.5 : Influence du modèle de turbulence sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... : Sans modèle de turbulence, — : Modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases, ---- : Modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur la phase liquide uniquement, —□— : Expérience.

### 5.2.3 Influence de l'intensité turbulente imposée en entrée de la canne dans le modèle de turbulence $k - \varepsilon$

Après avoir étudié l'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur nos simulations numériques, nous allons maintenant nous intéresser à l'influence d'un paramètre de ce modèle : l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée de la canne.

L'intensité turbulente en entrée dépend totalement de l'histoire de l'écoulement en amont. Si l'écoulement en amont est sous-développé ou non perturbé, une intensité de turbulence basse peut-être utilisée. Si l'écoulement est pleinement développé, une intensité de turbulence peut être de l'ordre de quelques pourcents. Généralement les intensités turbulentes  $I_u$  de 1% ou moins sont considérées comme faibles, alors que les intensités turbulentes  $I_u$  supérieures à 10% sont considérées comme élevées.

Dans cette section, nous allons considérer trois cas pour étudier l'influence de l'intensité turbulente  $I_u$  sur nos résultats : un cas avec une faible intensité turbulente  $I_u = 1\%$ , un cas avec une intensité turbulente moyenne  $I_u = 5\%$  et un dernier cas avec une forte intensité turbulente  $I_u = 10\%$  imposée en entrée. Le Tableau 5.1 récapitule la valeur de l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2$  et de la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  associées aux valeurs de l'intensité turbulente choisie  $I_u$ .

$I_u$	1%	5%	10%
$q_1^2$ [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	0,01982	0,4956	1,9824
$\varepsilon_1$ [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	0,3349	41,87	334,94

TAB. 5.1 : Valeurs de l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2$  et de la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  associées aux valeurs de l'intensité turbulente choisie  $I_u$ , pour le cas de référence  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

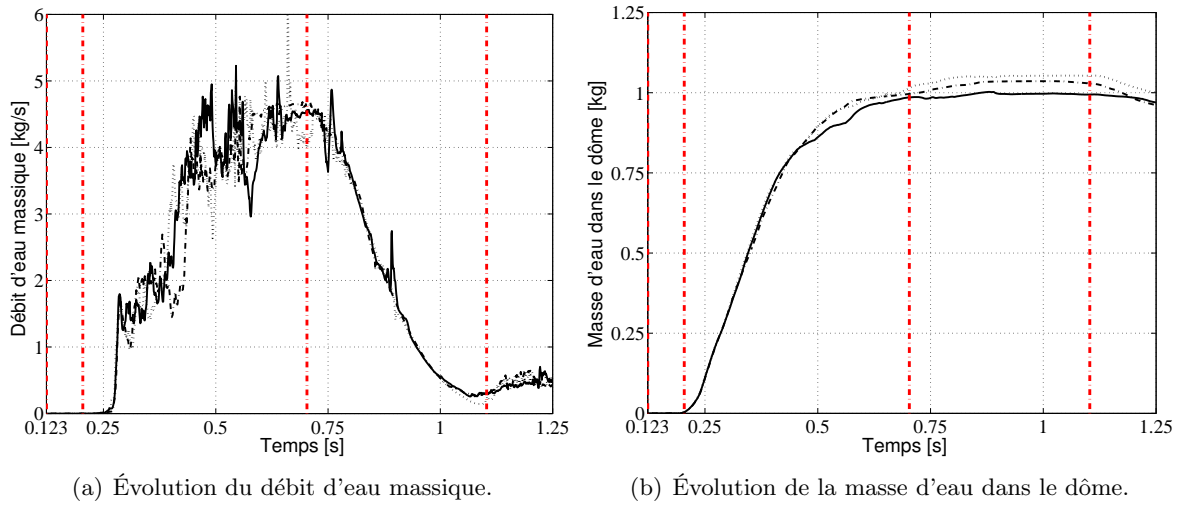


FIG. 5.6 : Influence de l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée de la canne sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... :  $I_u = 1\%$ , — :  $I_u = 5\%$ , -.-.- :  $I_u = 10\%$ .

### 5.2.3.a Résultats

La Figure 5.6 montre les évolutions du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme. On peut remarquer que globalement l'évolution de ces deux grandeurs est très similaire pour les trois cas considérés.

On constate que l'intensité turbulente imposée en entrée a très peu d'influence sur le débit d'eau sortant. Si on intègre le débit d'eau pour ces trois cas, on trouve une masse sortante de 2,25 kg pour  $I_u = 1\%$ , 2,32 kg pour  $I_u = 5\%$  et 2,26 kg pour  $I_u = 10\%$  (soit 3% d'écart au pire).

En ce qui concerne la masse d'eau dans le dôme, on observe d'abord une phase où l'évolution est similaire pour les trois cas. Puis à partir de 0,470 s, une légère différence de comportement apparaît entre ces trois cas (l'écart entre les résultats reste inférieur à 6%).

L'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée n'a pas d'impact déterminant sur l'évolution de la pression non plus. Comme le montre la Figure 5.7, aucune tendance nette n'apparaît en fonction de la valeur de l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée.

### 5.2.3.b Conclusion

Aucune tendance ne se dégage de l'étude de sensibilité à l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée. C'est pourquoi nous avons fait le choix d'imposer une intensité turbulente moyenne en entrée de la canne, en choisissant 5%.

## 5.2.4 Conclusion

Les études de sensibilité présentées dans cette partie montrent que le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  a globalement peu d'effet sur nos résultats et que fixer l'intensité turbulente  $I_u$  imposée en entrée ne relève pas d'un choix discriminant. Il semble donc que les effets inertiels soient dominants au sein de cet écoulement transitoire. Mais on peut également se demander si le niveau de raffinement du maillage est suffisant pour capter les effets de la turbulence.

Même si le rôle de la viscosité turbulente est faible, supprimer le modèle de turbulence sur les deux phases n'aurait pas de sens physique. Par ailleurs, si le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  n'est

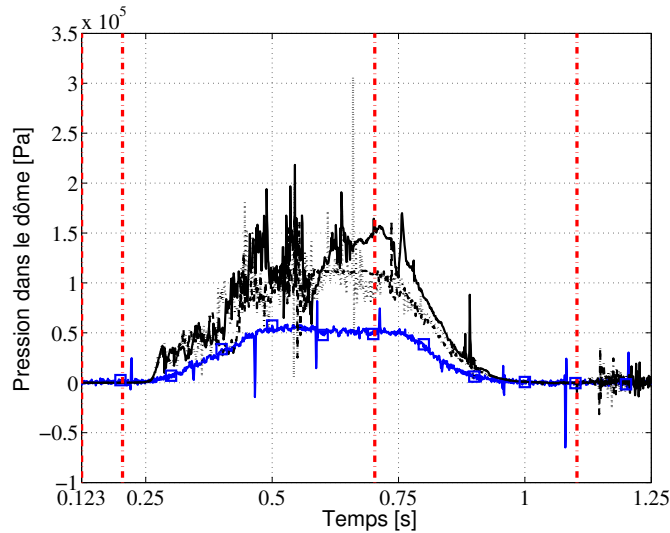


FIG. 5.7 : Influence de l'intensité turbulente imposée en entrée de la canne sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ..... :  $I_u = 1\%$ , — :  $I_u = 5\%$ , - - - - :  $I_u = 10\%$ , -□- : Expérience.

imposé que sur la phase liquide, le calcul est mal initialisé quand seul l'air est présent dans le dôme.

C'est pourquoi nous avons choisi pour nos simulations de référence de modéliser la turbulence de nos écoulements, en optant pour un modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases et en imposant en entrée de la canne une intensité turbulente moyenne  $I_u = 5\%$ . Cependant, il faut noter qu'imposer le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  à la fois sur l'eau et l'air n'a pas de sens pour les écoulements à phase séparée. En conséquence ce choix reste assez critiquable et il serait intéressant de mener un travail plus approfondi sur la modélisation de la turbulence dans cette configuration d'écoulement à phase séparée.

Après nous être intéressés au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$ , nous allons procéder à une étude de sensibilité au modèle de transfert de quantité de mouvement.

## 5.3 Études de sensibilité au modèle de traînée

Le transfert interfacial de quantité de mouvement est entre autres la somme des contributions de la force de traînée, de la force de masse ajoutée et de la force de portance. Pour nos simulations numériques, seule la force de traînée est prise en compte. Nous avons vu dans le Chapitre 2 que deux modèles de traînée sont adaptés à la configuration de nos écoulements à phase séparée : LIM (Large Interface model) et le modèle de Simmer.

Dans cette partie, une première étude est donc effectuée pour mesurer l'influence du modèle de traînée choisi : LIM ou le modèle de Simmer. Une seconde étude permet de déterminer l'impact du diamètre des inclusions  $d_i$  choisi, qui est un paramètre intervenant dans le modèle de Simmer.

### 5.3.1 Influence du modèle de traînée choisi

Dans cette section nous allons comparer deux modèles de traînée, LIM (Large Interface Model) et le modèle de Simmer (dont le diamètre des inclusions  $d_i$  est pris égal à  $10^{-3}$  m), en



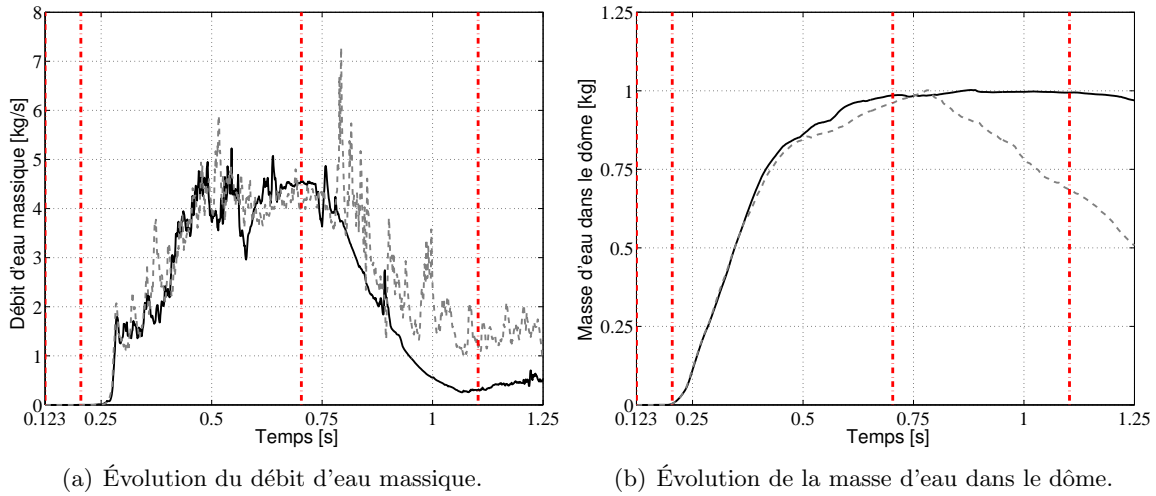


FIG. 5.8 : Influence du modèle de traînée sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Modèle de Simmer, ---- : LIM.

nous intéressant à trois grandeurs qui nous permettront de caractériser l'écoulement : le débit d'eau sortant, la masse d'eau et la pression dans le dôme.

### 5.3.1.a Résultats

La Figure 5.8 montre que le débit massique d'eau sortant et la masse d'eau dans le dôme évoluent de la même façon jusqu'à 0,784 s. À la fin de la phase de remplissage, le maximum de remplissage est d'environ 90% dans les deux cas.

L'évolution du débit massique sortant et de la masse d'eau dans le dôme diffère ensuite pendant la phase de vidange. D'une part, le débit d'eau massique sortant présente des fluctuations plus fréquentes et plus intenses avec LIM. D'autre part, la valeur du débit d'eau sortant est plus importante avec LIM qu'avec le modèle de Simmer : la masse d'eau dans le dôme est ainsi plus faible avec LIM pendant cette phase. Le dôme se vidange donc beaucoup plus vite avec le modèle LIM. Cette différence de comportement peut s'expliquer par le frottement mécanique entre les phases liquide et gazeuse qui est plus important avec le modèle de Simmer, qui est un modèle à phase séparée. C'est pourquoi, l'entraînement d'air est plus important, donc le débit volumique d'eau sortant l'est également. Comme le débit volumique total sortant est constant (vu que l'on considère un écoulement incompressible), le débit volumique d'eau sortant est plus faible avec le modèle de Simmer.

On observe la même tendance au niveau de l'évolution de la pression dans le dôme (FIG. 5.9). On peut noter que la pression dans le dôme est globalement plus élevée avec LIM (avec un écart relatif pouvant aller jusqu'à 270%) et que les fluctuations de pression sont plus fréquentes et plus intenses avec LIM qu'avec le modèle de Simmer.

Les effets macroscopiques décrits précédemment se retrouvent également localement au niveau de l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ . Même si les valeurs du critère  $b$  (qui représente l'instant du début de la rampe d'injection) sont très proches pour les deux modèles de traînée, les valeurs du critère  $c$  (qui représente la pente de la rampe d'injection) sont toujours plus basses avec le modèle LIM qu'avec le modèle de Simmer (TAB. 5.2). Par ailleurs, tous les injecteurs ne sont pas mouillés en même temps avec le modèle LIM, contrai-

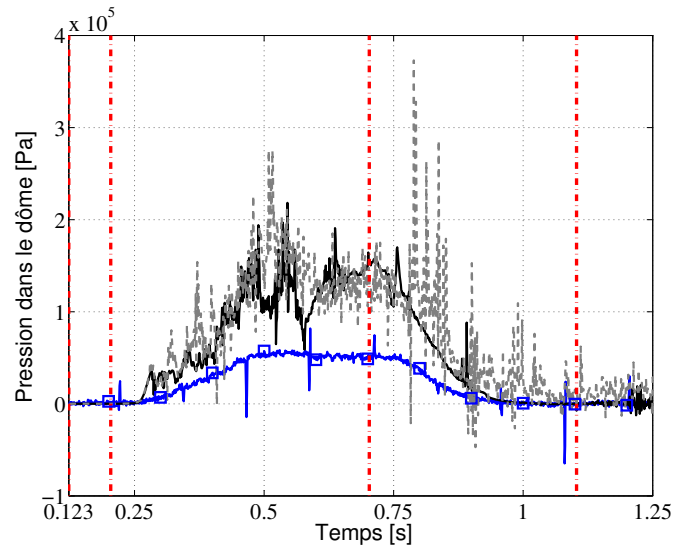


FIG. 5.9 : Influence du modèle de traînée sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Modèle de Simmer, ---- : LIM, —□— : Expérience.

Seuil de mouillage	Critères de mouillage	Modèle de traînée :		Modèle expérimental
		Simmer	LIM	
0,0001%	$b$ [s]	0,253	0,240	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	42,7	25,2	29,7
0,01%	$b$ [s]	0,266	0,258	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	86,9	47,5	29,7
0,1%	$b$ [s]	0,270	0,262	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	112,9	51,2	29,7
1%	$b$ [s]	0,150	0,145	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	123,9	68,1	29,7
10%	$b$ [s]	0,274	0,270	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	74,9	56,4	29,7

TAB. 5.2 : Influence du modèle de traînée sur les critères de mouillage  $b$  et  $c$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

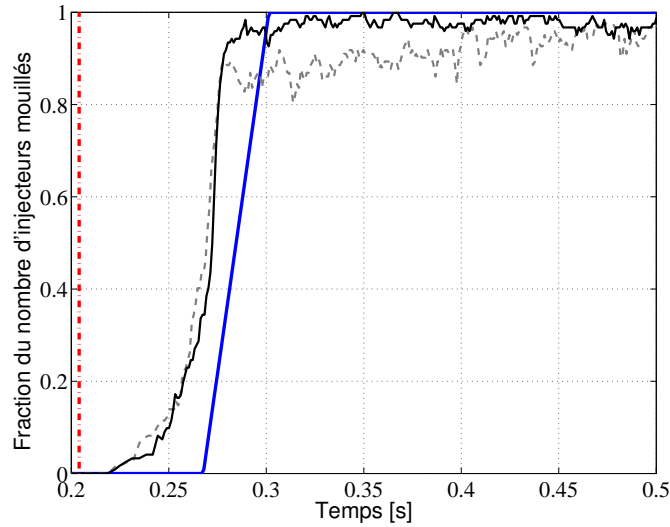


FIG. 5.10 : Influence du modèle de traînée sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  pour le seuil de mouillage à 0,01%, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Modèle de Simmer, ---- : LIM, — : Loi de mouillage expérimentale.

rement au modèle de Simmer, comme le montre par exemple la Figure 5.10 pour le seuil de mouillage à 0,01%.

### 5.3.1.b Conclusion

Pour conclure, on observe des différences de comportement notables entre les deux modèles de traînée, aussi bien globalement que localement. Le choix du modèle de traînée a donc un impact majeur sur nos résultats. Notre choix s'est tourné vers le modèle de Simmer, même s'il faut garder à l'esprit que ce modèle de traînée a théoriquement un comportement moins « physique » que LIM, dans le cas d'un écoulement à phase séparée. En effet, le modèle LIM, basé sur une détection de la surface libre est en cours de validation chez EDF R&D : pour le moment LIM est mieux adapté à la modélisation des écoulements stationnaires évoluant sur des maillages structurés, contrairement à nos configurations où l'interface liquide / gaz se déplacent rapidement sur un maillage non structuré.

## 5.3.2 Influence du diamètre des inclusions dans le modèle de Simmer

Après avoir testé les deux modèles de traînée, LIM et le modèle de Simmer, on étudie dans cette partie l'influence du diamètre des inclusions  $d_i$ , qui est un paramètre du modèle de Simmer. Quatre diamètres sont testés :  $10^{-6}$  m,  $10^{-5}$  m,  $10^{-4}$  m et  $10^{-3}$  m. Il faut noter que réduire le diamètre des inclusions revient à augmenter la force de traînée (comme le montre le jeu d'équations 2.17).

### 5.3.2.a Résultats

Sur la Figure 5.11 est représentée l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme pour les quatre diamètres d'inclusion testés. Globalement, on remarque tout d'abord que l'effet du diamètre des inclusions  $d_i$  n'est pas monotone sur leur évolution. Excepté pour  $d_i = 10^{-4}$  m, plus le diamètre des inclusions est faible, plus leur évolution est lisse. L'évolution des grandeurs est très similaire pour  $d_i = 10^{-5}$  m et  $d_i = 10^{-6}$  m.

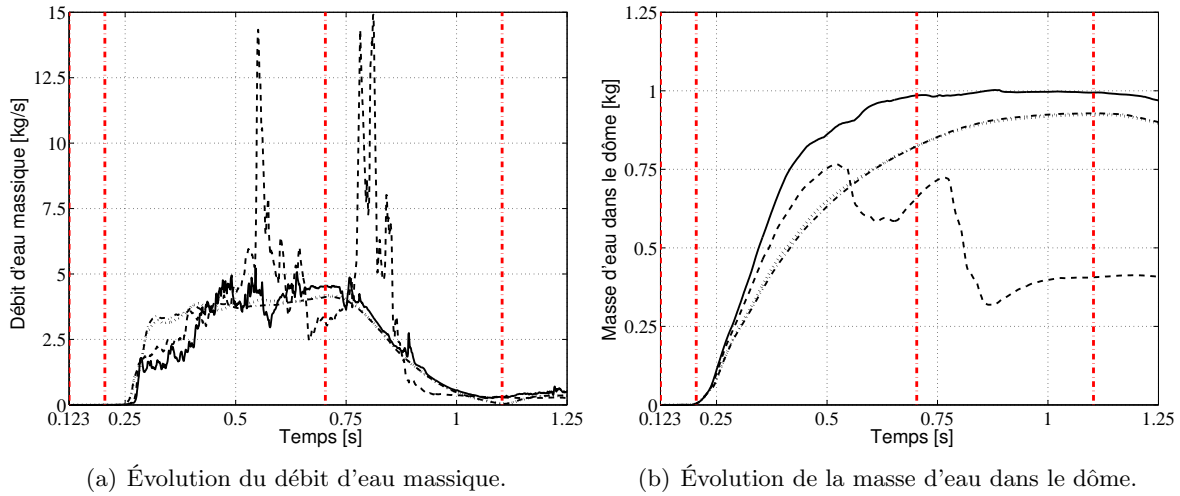


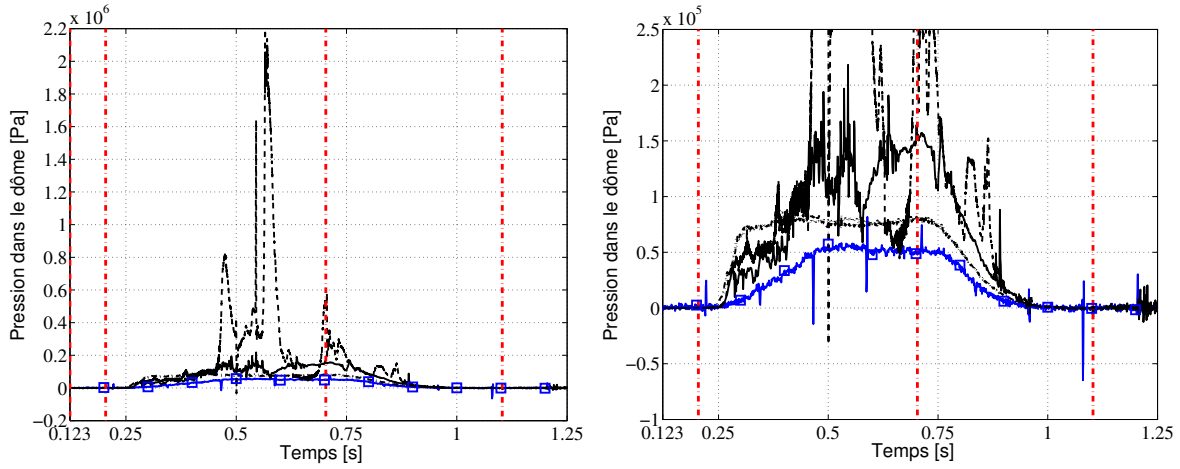
FIG. 5.11 : Influence du diamètre des inclusions  $d_i$  sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . -.-.- :  $d_i = 10^{-6}$  m, ..... :  $d_i = 10^{-5}$  m, ---- :  $d_i = 10^{-4}$  m, — :  $d_i = 10^{-3}$  m.

On constate que le débit d'eau sortant est à peu près le même en moyenne, quelque soit le diamètre choisi. Si on intègre le débit d'eau sortant pour les différents cas considérés, on obtient : 2,34 kg pour  $d_i = 10^{-6}$  m, 2,34 kg pour  $d_i = 10^{-5}$  m, 2,91 kg pour  $d_i = 10^{-4}$  m, et 2,32 kg pour  $d_i = 10^{-3}$  m, soit un écart relatif de 26% dans le pire des cas avec le cas à  $d_i = 10^{-4}$  m et de moins de 1% si on exclut le cas à  $d_i = 10^{-4}$  m.

Si on considère l'évolution de la masse d'eau dans le dôme, on observe également une différence marquée pour le cas  $d_i = 10^{-4}$  m. Alors que la masse d'eau dans le dôme augmente progressivement jusqu'à  $t = 1$  s pour les cas à  $d_i = 10^{-6}$  m,  $d_i = 10^{-5}$  m,  $d_i = 10^{-3}$  m, la masse d'eau diminue pour le cas à  $d_i = 10^{-4}$  m à partir de  $t = 0,522$  s.

On observe le même comportement au niveau de l'évolution de la pression dans le dôme (FIG. 5.12). Les fluctuations de la pression sont très marquées pour le cas à  $d_i = 10^{-3}$  m et bien plus encore pour le cas à  $d_i = 10^{-4}$  m. Pour les diamètres  $d_i = 10^{-5}$  m et  $d_i = 10^{-6}$  m, l'évolution de la pression est très lisse et le maximum de pression au palier est plus faible (à environ  $0,75 \times 10^5$  Pa, ce qui donne tout de même un écart de 50% avec la mesure expérimentale). Pour un diamètre d'inclusion  $d_i \leq 10^{-5}$ , les fluctuations sont donc régulées mais le résultat n'est pas forcément satisfaisant car on ne retrouve pas les mêmes pentes que celles des données expérimentales.

À titre d'exemple, l'évolution temporelle de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés est représentée sur la Figure 5.13 pour le seuil de mouillage 0,01%. Plus le diamètre est petit, plus l'évolution de  $\chi$  est lisse et plus la fraction maximale d'injecteurs mouillés est atteinte tôt. On observe peu de différence entre les cas  $d_i = 10^{-3}$  m et  $d_i = 10^{-4}$  m, excepté pour la fraction maximale du nombre d'injecteurs mouillés. Les fractions du nombre d'injecteurs mouillés évoluent de façon assez similaire pour les cas à  $d_i = 10^{-5}$  m et  $d_i = 10^{-6}$  m mais très différemment de la loi expérimentale du LEGI. Le critère  $b$  répertorié dans le Tableau 5.3 montre que le mouillage des injecteurs a tendance à arriver plus tôt quand le diamètre des inclusions diminue, alors que le critère  $c$  montre globalement que l'eau sort plus rapidement des injecteurs quand le diamètre des inclusions diminue.



(a) Évolution globale de la pression dans le dôme. (b) Zoom sur l'évolution de la pression dans le dôme.

FIG. 5.12 : Influence du diamètre des inclusions  $d_i$  sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . - - - - :  $d_i = 10^{-6}$  m, ..... :  $d_i = 10^{-5}$  m, - . - . :  $d_i = 10^{-4}$  m, — :  $d_i = 10^{-3}$  m, —□— : Expérience.

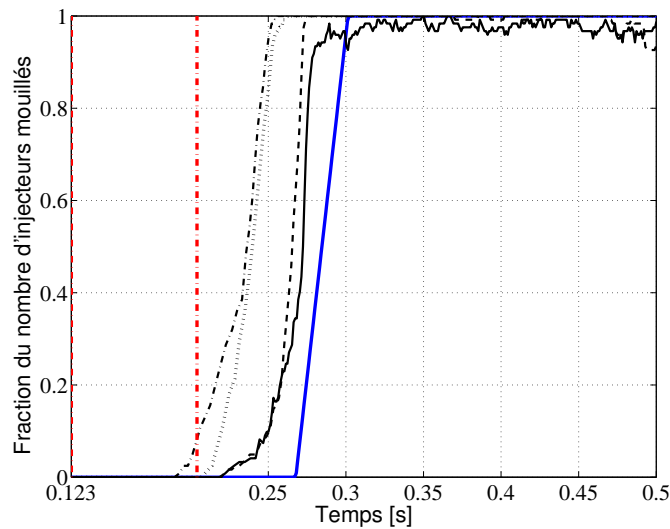


FIG. 5.13 : Influence du diamètre des inclusions  $d_i$  sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  pour le seuil de mouillage à 0,01%, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . - - - - :  $d_i = 10^{-6}$  m, ..... :  $d_i = 10^{-5}$  m, - . - . :  $d_i = 10^{-4}$  m, — :  $d_i = 10^{-3}$  m, — : Loi de mouillage expérimentale.

Seuil de mouillage	Critères de mouillage	Diamètre des inclusions $d_i$ :				Modèle expérimental
		$10^{-6}$ m	$10^{-5}$ m	$10^{-4}$ m	$10^{-3}$ m	
0,0001%	$b$ [s]	0,195	0,216	0,247	0,253	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	16,5	27,0	42,1	42,7	29,7
0,01%	$b$ [s]	0,221	0,222	0,254	0,266	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	32,7	29,9	46,3	86,9	29,7
0,1%	$b$ [s]	0,236	0,236	0,259	0,270	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	60,3	50,1	59,5	112,9	29,7
1%	$b$ [s]	0,122	0,124	0,140	0,150	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	56,8	59,5	60,4	123,9	29,7
10%	$b$ [s]	0,260	0,260	0,270	0,274	0,267
	$c$ [ $\chi$ /s]	80,0	81,0	86,0	74,9	29,7

TAB. 5.3 : Influence du diamètre des inclusions  $d_i$  sur les critères de mouillage  $b$  et  $c$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

### 5.3.2.b Conclusion

On constate que plus le diamètre des inclusions  $d_i$  est petit, plus l'eau sort vite par les injecteurs. Cette observation pourrait s'expliquer par le fait que le mélange eau / air devient plus homogène, quand on réduit le diamètre des inclusions  $d_i$ . En effet, plus les inclusions sont de petite taille, plus la surface d'échange entre les deux phases augmente et donc plus le frottement interfacial devient important.

Le diamètre des inclusions à  $10^{-3}$  m semble être en meilleur accord avec les résultats expérimentaux. C'est pourquoi nous avons choisi d'imposer le diamètre d'inclusion  $d_i = 10^{-3}$  m dans le modèle de Simmer.

### 5.3.3 Conclusion

Contrairement à la modélisation de la turbulence, le modèle de traînée choisi a un impact majeur sur nos résultats, aussi bien globalement que localement. Le choix final pour le modèle de traînée s'est orienté vers le modèle de Simmer, car les résultats montrent un meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, les résultats avec le modèle de Simmer se sont montrés très sensibles au choix du diamètre des inclusions  $d_i$ , qui est un paramètre de ce modèle. Dans notre cas, le diamètre des inclusions à  $10^{-3}$  m semble être en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté diverses études de sensibilités aux paramètres de modélisation ainsi qu'aux modèles de turbulence ou de traînée, afin de mesurer l'impact de ses choix et de choisir en conséquence les paramètres et les modèles les mieux adaptés à nos configurations. Suite aux études menées, nous avons montré que le choix de l'angle d'injection  $\alpha_{Num}$  pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau avait une faible influence sur nos résultats :  $\alpha_{Num}$  n'est donc pas un paramètre déterminant. En conséquence, nous avons choisi de prendre pour nos simulations de référence :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$  avec  $\theta' = \theta + \gamma = \theta + \arctan^{-1} \left( \frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)} \right)$ , pour que l'injection d'eau soit normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne au cours du temps. Cette définition de  $\alpha_{Num}$  correspond au choix d'injection le plus proche de la configuration expérimentale, ce qui en fait physiquement l'option la plus juste.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  et celle du modèle de traînée en comparant deux modèles : le modèle de Simmer et le modèle LIM. Le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  ainsi que l'intensité turbulente imposée en entrée de la vanne ont très peu d'influence sur le débit d'eau sortant, la masse d'eau dans le dôme ou la pression. L'impact du modèle de turbulence est de second ordre sur nos résultats. C'est pourquoi, il serait envisageable de ne pas prendre en compte la modélisation de la turbulence dans nos calculs et de considérer l'écoulement comme laminaire. Cette option serait gênante d'une part car l'écoulement est en réalité bien turbulent et d'autre part seule la seule viscosité présente dans le domaine serait la viscosité numérique. Nous avons donc pris le parti de modéliser la turbulence de nos écoulements, en optant pour un modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases (il faut noter que si le modèle  $k - \varepsilon$  n'est imposé que sur la phase liquide, le calcul est mal initialisé quand seul l'air est présent dans le domaine). Par ailleurs, nous avons choisi d'imposer en entrée de la canne une intensité turbulente  $I_u$  moyenne à 5%.

En revanche, le modèle de traînée a un impact majeur aussi bien globalement que localement sur nos résultats. Le modèle de Simmer s'est montré en meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Ce modèle de traînée a donc été retenu pour nos simulations de référence. Par ailleurs, il faut mentionner que le modèle de Simmer est très sensible au choix de son paramètre  $d_i$  qui représente le diamètre des inclusions. Dans notre configuration, un diamètre d'inclusion  $d_i$  à  $10^{-3}$  m semble être le meilleur compromis, au vu des résultats expérimentaux. Toutefois, le choix de ce diamètre n'est pas universel. Il soulève de véritables questionnements au niveau de son sens physique et vis-à-vis de sa dépendance aux points de fonctionnement du système et aux fluides considérés : le choix de ce diamètre peut-il être généralisé à des écoulements autres que eau / air pour des points de fonctionnement différents de la configuration testée ?

# Chapitre 6

## Analyse des résultats de simulations et comparaisons aux données expérimentales

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Choix des cas de référence et outils d'analyse</b>	<b>101</b>
6.1.1	Cas de référence choisis	101
6.1.2	Outils d'analyse	102
<b>6.2</b>	<b>Analyse détaillée d'un cas de référence</b>	<b>104</b>
6.2.1	Analyse globale	104
6.2.2	Comparaisons aux données expérimentales	109
6.2.3	Caractérisation statistique de la sortie des injecteurs	114
<b>6.3</b>	<b>Influence du nombre de Weber de référence</b>	<b>119</b>
6.3.1	Analyse au niveau du remplissage et de la vidange du dôme	119
6.3.2	Analyse au niveau de la pression dans le dôme	125
6.3.3	Analyse en sortie des injecteurs	127
6.3.4	Conclusion	129
<b>6.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>130</b>

---

Dans ce chapitre, nous allons revenir aux simulations des cas expérimentaux du LEGI, en nous plaçant dans la même configuration que les expériences menées et en choisissant trois cas de référence correspondant aux trois nombres de Weber de référence suivants :  $We_{Ref} = 4,74 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

Dans une première partie, nous allons d'abord détailler les cas de référence choisis. Nous présenterons également les critères de comparaison mis en place pour confronter les résultats numériques aux données expérimentales fournies, ainsi que les outils d'analyse statistique développés pour mieux comprendre la répartition des débits et des vitesses en sortie des injecteurs. À l'aide de ces outils, nous allons ensuite analyser en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,74 \times 10^4$  dans une seconde partie. Nous comparerons ensuite dans une dernière partie les trois cas expérimentaux simulés.

### 6.1 Choix des cas de référence et outils d'analyse

#### 6.1.1 Cas de référence choisis

Afin de comparer les résultats des simulations obtenus avec le code NEPTUNE\_CFD aux résultats expérimentaux, nous nous sommes placés dans la configuration des expériences menées



au LEGI, dont nous rappelons le cadre :

- un écoulement diphasique eau / air,
- sans transfert de masse et de chaleur,
- aux conditions ambiantes (en pression et température),
- avec prise en compte de la gravité,
- sans gaz de balayage,
- avec une ouverture complète de la vanne entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .

En tenant compte des critères de disponibilité, de répétitivité et de fiabilité des données expérimentales, trois cas de référence ont été sélectionnés :

- un cas à faible nombre de Weber  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,
- un cas à nombre de Weber intermédiaire  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ,
- un cas à fort nombre de Weber  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

Le but est de confronter nos résultats numériques aux données expérimentales du LEGI sur une large palette de débits. Le Tableau 6.1 récapitule la vitesse débitante de référence  $V_{Ref}$  et le débit de référence  $Q_{Ref}$  associés à chacun des nombres de Weber de référence étudiés  $We_{Ref}$ , quand la vanne à boisseau est pleinement ouverte.

$We_{Ref}$	$4,72 \times 10^4$	$7,7 \times 10^4$	$2,3 \times 10^5$
$V_{Ref}$ [m/s]	11,5	14,7	25,4
$Q_{Ref}$ [kg/s]	5,64	7,21	12,5

TAB. 6.1 : Vitesses débitantes et débits de référence associés aux nombres de Weber de référence retenus pour l'étude.

Il reste maintenant à préciser les grandeurs que nous allons étudier et notre mode d'analyse.

### 6.1.2 Outils d'analyse

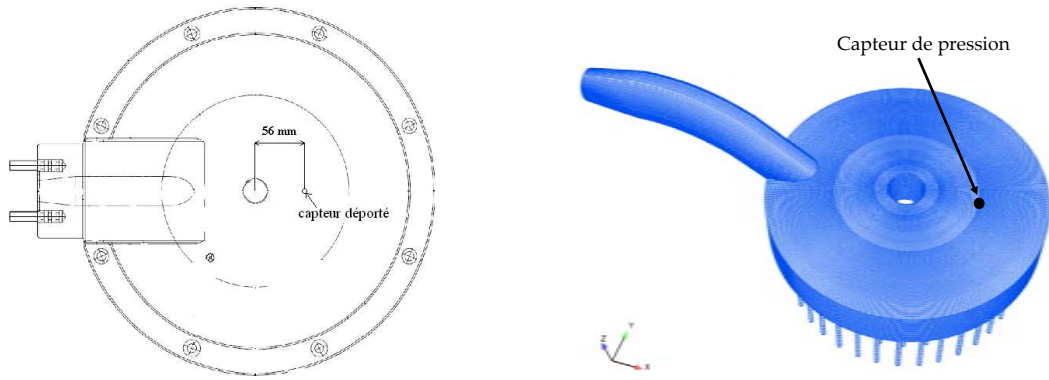
Dans cette section, nous allons maintenant préciser les outils d'analyse qui ont été mis en place d'une part pour comparer les résultats numériques aux mesures expérimentales et d'autre part pour caractériser statistiquement la répartition des débits et des vitesses en sortie à partir de l'exploitation des résultats numériques.

#### 6.1.2.a Outils d'analyse expérimentaux

Afin de confronter au mieux les résultats numériques avec les résultats expérimentaux, il est important de mettre en place des critères de comparaison communs, au niveau de la pression mesurée et du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ . Deux grandeurs ont été retenues pour confronter les résultats de la simulation aux données expérimentales : la pression mesurée et la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  obtenue grâce à la loi de mouillage établie par le LEGI.

#### *Premier point de comparaison simulation / expérience*

Au cours des expériences menées au LEGI, la pression est mesurée au niveau d'une sonde placée en haut du dôme, à l'arrière de l'allumeur. Au cours des simulations réalisées avec NEPTUNE\_CFD, une sonde numérique a été placée au même endroit que dans les expériences menées au LEGI, pour comparer les valeurs de la pression dans le dôme. Sur la Figure 6.1 sont représentées la position dans le dôme du capteur de pression expérimental et celle de la sonde de pression numérique sur le maillage.



(a) Position du capteur de pression expérimental dans le dôme. (b) Position de la sonde de pression associée sur le maillage.

FIG. 6.1 : Position de la sonde de pression expérimentale et numérique associée dans le dôme.

### Second point de comparaison simulation / expérience

Le second point de comparaison est l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ . On rappelle que le seuil de mouillage expérimental est défini de la façon suivante : un injecteur est considéré comme « mouillé » si une goutte d'eau chargée en fluorescéine traverse la nappe laser, située en aval de la sortie des injecteurs et est détectée par la caméra.

Numériquement, ce critère expérimental est difficile à interpréter. Il est en effet impossible de détecter une goutte d'eau en sortie des injecteurs, car la fraction volumique d'eau n'est jamais totalement nulle au cours des simulations avec un code de calcul Euler-Euler. Un seuil de mouillage numérique est donc également défini : un injecteur est dit « mouillé », si le débit d'eau sortant par injecteur est supérieur à un certain débit seuil  $Q_{Seuil}^*$ , défini comme une fraction du débit d'eau massique de référence sortant par injecteur. Sachant que la maquette est constituée de 122 injecteurs, le débit d'eau de référence sortant par injecteur est  $Q_{Ref}^* = Q_{Ref}/122$ , où  $Q_{Ref}$  est le débit d'eau massique de référence correspondant au nombre de Weber de référence  $We_{Ref}$ , quand la vanne à boisseau est pleinement ouverte. Pour déterminer le débit seuil  $Q_{Seuil}^*$ , il reste à choisir une fraction du débit de référence  $Q_{Ref}^*$ .

#### 6.1.2.b Outils d'analyse statistiques

Une étude statistique a également été réalisée pour étoffer le travail d'analyse afin de mieux caractériser l'écoulement en sortie et pour avoir des points de confrontation autres que ceux fournis par les expérimentateurs du LEGI pour comparer les cas à différents nombres de Weber.

Avant toute chose, nous allons rappeler ou définir quelques termes qui seront utiles pour décrire l'évolution du mouillage de la plaque d'injection.

- $Q_{Ref}^*$  désigne le débit d'eau en entrée nominal correspondant à  $We_{Ref} = 4,74 \times 10^4$ , divisé par le nombre total d'injecteurs.
- $Q_{Eau}^{(n)}(t)$  désigne le débit d'eau sortant pour un injecteur  $n$ , à l'instant  $t$ .
- $Q_{Air}^{(n)}$  désigne le débit d'air sortant pour un injecteur  $n$ , à l'instant  $t$ .
- $Q_{Entrée}^*(t)$  désigne le débit d'eau en entrée divisé par le nombre total d'injecteurs, à l'instant  $t$ .
- $Q_{Sortie}^*(t)$  désigne le débit d'eau en sortie divisé par le nombre total d'injecteurs, à l'instant  $t$ .

- $Q_{Max}^*(t)$  désigne le maximum de  $Q_{Eau}^{(n)}(t)$  parmi les 122 injecteurs, à l'instant  $t$ .
- $Q_{20}^*(t)$  est le débit d'eau sortant par injecteur à l'instant  $t$ , tel que 20% des injecteurs ont un débit d'eau sortant  $Q_{Eau}^{(n)} \leq Q_{20}^*$ .
- $Q_{50}^*(t)$  désigne le débit d'eau sortant par injecteur à l'instant  $t$ , tel que 50% des injecteurs ont un débit d'eau sortant  $Q_{Eau}^{(n)} \leq Q_{50}^*$ .  $Q_{50}^*$  correspond au débit médian de la distribution en débit.
- $Q_{80}^*(t)$  est le débit d'eau sortant par injecteur à l'instant  $t$ , tel que 80% des injecteurs ont un débit d'eau sortant  $Q_{Eau}^{(n)} \leq Q_{80}^*$ .
- $S^{(n)}$  désigne la surface en sortie de chaque injecteur.
- $S_{Air}^{(n)}(t)$  désigne la surface d'air en sortie pour un injecteur  $n$ , à l'instant  $t$ .
- $V_{Eau}^{(n)}(t)$  désigne la vitesse de l'eau en sortie pour un injecteur  $n$ , à l'instant  $t$ .

Le but de cette étude statistique est de mieux comprendre les phénomènes qui entrent en jeu dans le remplissage transitoire du dôme. Nous allons donc étudier l'évolution au cours du temps des fonctions de distribution de débits d'eau sortant par injecteur (normalisé soit par un débit d'eau fixe  $Q_{Ref}^*$  soit par un débit d'eau médian variable au cours du temps  $Q_{50}^*$ ), du débit d'air sortant par injecteur  $Q_{Air}^{(n)}$  (normalisé par un débit d'air de référence  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$ ) et de la surface de l'air en sortie des injecteurs  $S_{Air}^{(n)}$  (normalisée par la surface d'un injecteur  $S^{(n)}$ ). Par ailleurs, nous nous intéresserons à l'évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau sortant par injecteur  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau en sortie des injecteurs  $V_{Eau}^{(n)}$ .

## 6.2 Analyse détaillée d'un cas de référence

Après avoir présenté la configuration de référence des mesures expérimentales et mis en place les divers outils d'analyse, nous allons dans cette partie étudier en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

### 6.2.1 Analyse globale

Nous avons présenté au Chapitre 3 quelques résultats globaux sur le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  (se référer à la Section 3.4.2.a pour plus de détail). Dans cette partie, nous allons compléter cette analyse préliminaire, en étudiant la fraction volumique d'eau dans le domaine et en caractérisant le débit d'eau sortant globalement mais aussi par couronne et par secteur.

#### 6.2.1.a Fraction volumique d'eau

Les Tableaux de figures 6.2 et 6.3 permettent de visualiser l'évolution de la fraction volumique d'eau sous différentes vues du domaine ainsi qu'à l'intérieur grâce à une coupe longitudinale du domaine et une coupe transversale en sortie de la canne. Ces figures donnent une idée assez claire de la complexité de l'écoulement 3D au sein de la cavité.

On constate que l'ouverture de la vanne à boisseau de 0 à 90° induit un swirl de l'écoulement dans la canne jusqu'à  $t = 0,2$  s (ce qui correspond au moment où la vanne est complètement ouverte). L'eau pénètre ensuite dans le dôme par le haut de la sortie de la canne (à  $t = 0,2$  s) et se propage dans la partie inférieure du dôme en amont de l'allumeur central (à  $t = 0,225$  s). L'eau tape ensuite contre l'allumeur central (à  $t = 0,25$  s), avant de circuler dans la zone externe du dôme (à  $t = 0,3$  s) et de se répandre complètement dans la zone du dôme à l'arrière de l'allumeur (à  $t = 0,4$  s). Pendant la phase de remplissage du dôme, les coupes longitudinales du domaine montrent que des poches de gaz se forment dans le dôme (pour  $0,4 \text{ s} \leq t \leq 0,7 \text{ s}$ ). À partir de

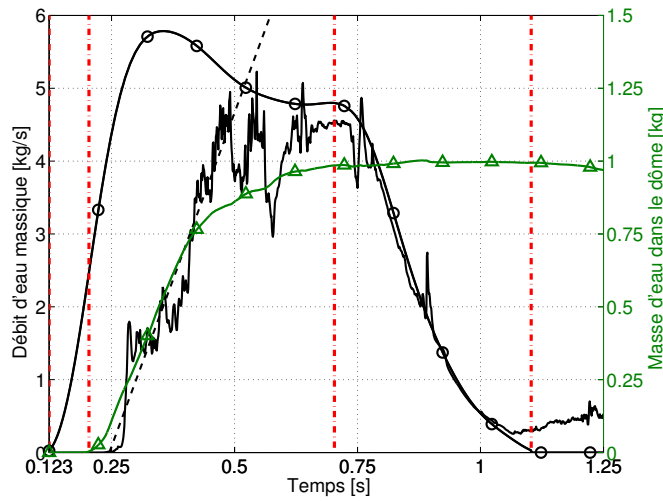


FIG. 6.2 : Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . —○— : Débit d'eau massique en entrée, —△— : Débit d'eau massique en sortie, ---- : Pente du débit d'eau massique en sortie, —△— : Masse d'eau dans le dôme.

$t = 0,8$  s, le dôme commence à se vidanger.

Par ailleurs, nous pouvons souligner que le remplissage tout comme la vidange du dôme ne sont pas symétriques et que l'écoulement se décolle au niveau de la partie supérieure de la canne.

### 6.2.1.b Débit d'eau sortant global

Sur la Figure 6.2 sont représentées l'évolution de la masse d'eau dans le dôme ainsi que celle des débits d'eau massique d'entrée et de sortie, avec la pente du débit d'eau massique sortant.

Avant tout, nous pouvons remarquer un retard de 0,250 s entre le début de l'injection d'eau en entrée de la vanne et le début du mouillage des injecteurs, quand ils commencent à débiter de l'eau. Nous pouvons évaluer par un rapide calcul théorique le temps de mouillage minimal pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de ce temps de latence. La distance entre l'entrée de la canne d'alimentation et la sortie de l'injecteur placé juste en sortie de la canne est d'environ 0,267 m. Sachant que la vitesse d'injection de l'eau au plateau associée au nombre de Weber de référence est  $V_{Ref} = 11,5$  m/s, le temps de mouillage minimal est d'environ 0,023 s. Par une analyse un peu plus fine (dont le détail se trouve dans le Tableau 6.4), le temps de mouillage est évalué à environ 0,018 s.

Nous constatons donc un écart assez important entre le temps de mouillage donné par les résultats numériques et le temps de mouillage minimal évalué théoriquement. En effet, en observant l'écoulement dans le dôme, nous constatons que l'eau commence à remplir en partie le dôme avant de sortir par les injecteurs.

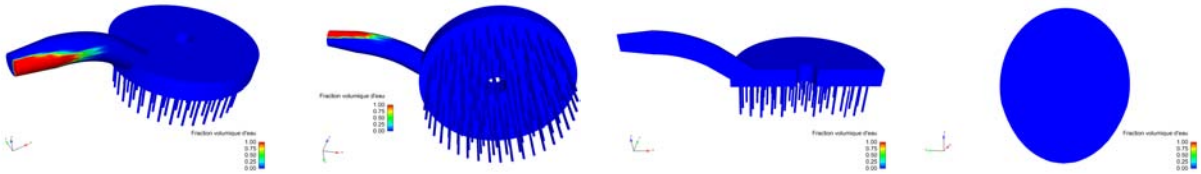
Pour mieux comprendre l'écoulement dans le dôme, nous allons étudier le débit d'eau sortant par la couronne d'injecteurs et celui par secteur.

### 6.2.1.c Débit d'eau sortant par couronne

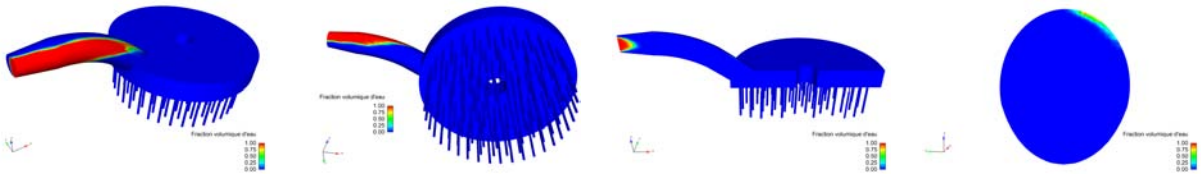
La plaque d'injection est constituée de six couronnes d'injecteurs (voir Figure 6.3 (b)) :

- la couronne n°1 (couronne extérieure) contient 37 injecteurs,

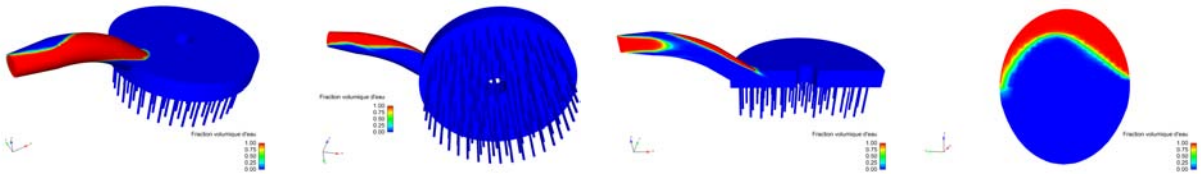
$t = 0,15$  s



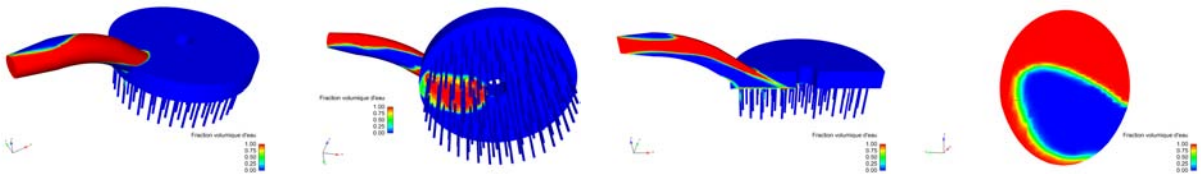
$t = 0,175$  s



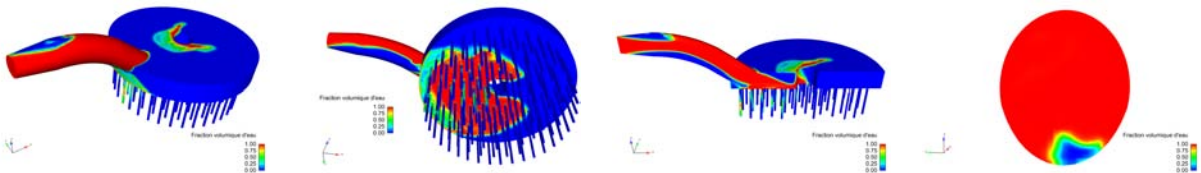
$t = 0,2$  s



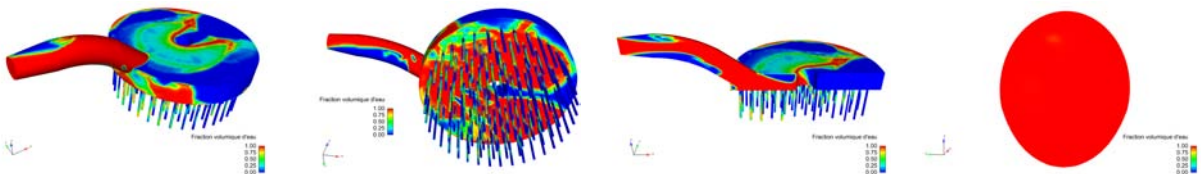
$t = 0,225$  s



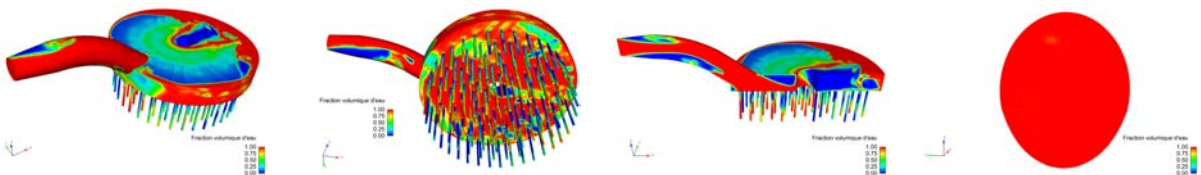
$t = 0,25$  s



$t = 0,275$  s



$t = 0,3$  s



Vue du dessus

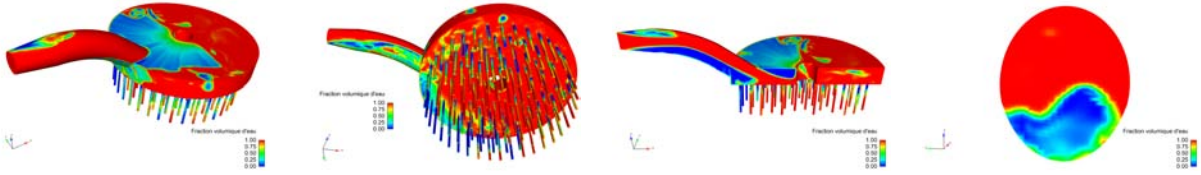
Vue du dessous

Coupe longitudinale

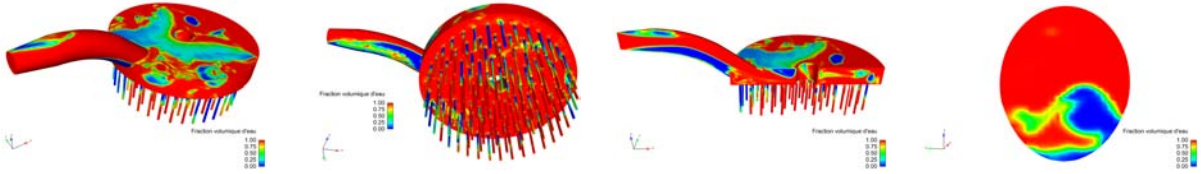
Coupe transversale  
en sortie de canne

TAB. 6.2 : Visualisation de la fraction volumique d'eau, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  (I).

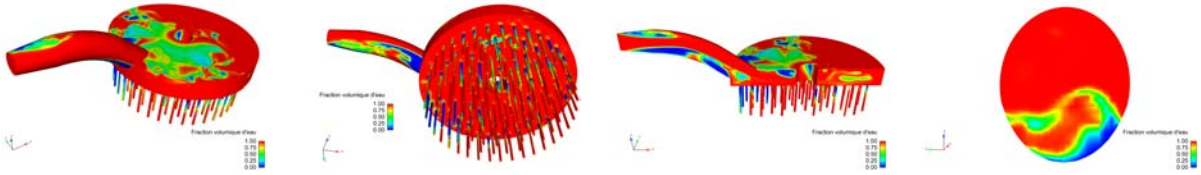
$t = 0,4$  s



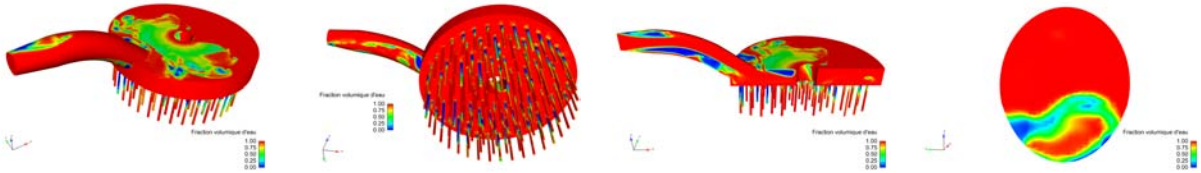
$t = 0,5$  s



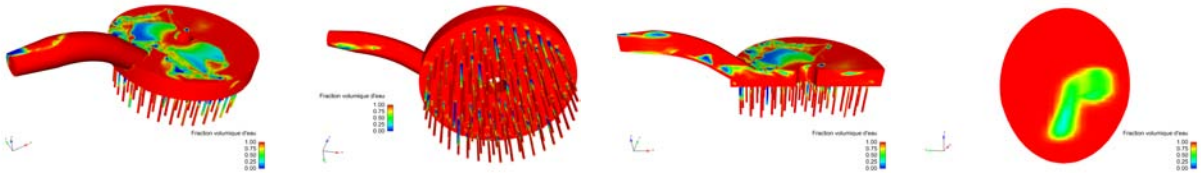
$t = 0,6$  s



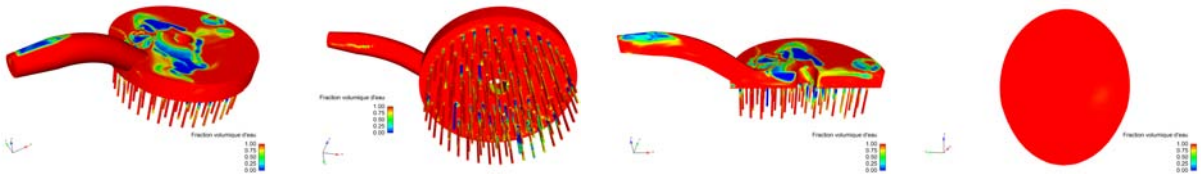
$t = 0,7$  s



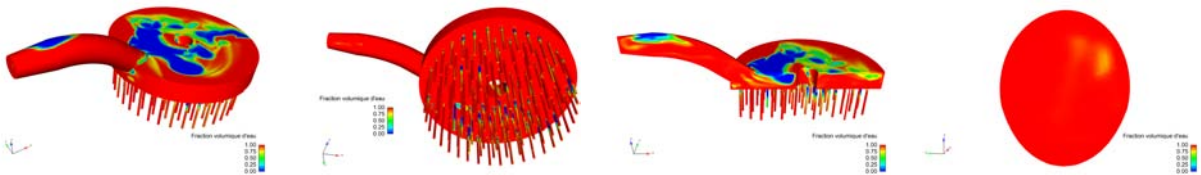
$t = 0,8$  s



$t = 0,9$  s



$t = 1$  s



Vue du dessus

Vue du dessous

Coupe longitudinale

Coupe transversale  
en sortie de canne

TAB. 6.3 : Visualisation de la fraction volumique d'eau, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  (II).

	Canne d'alimentation	Injecteur
Longueur	$L_C = 0,210$ m	$L_{Inj} = 0,057$ m
Diamètre	$d_C = 0,025$ m	$d_{Inj} = 0,0035$ m
Vitesse débitante de référence	$V_C = 11,5$ m/s	$V_{Inj} = U_C(d_C/d_{Inj})^2 = 586,7$ m/s
Temps de séjour	$t_C = L_C/V_C = 0,018$ s	$t_{Inj} = L_{Inj}/V_{Inj} = 9,7 \times 10^{-5}$ s

TAB. 6.4 : Vitesses débitantes et débits de référence associés aux nombres de Weber de référence retenus pour l'étude.

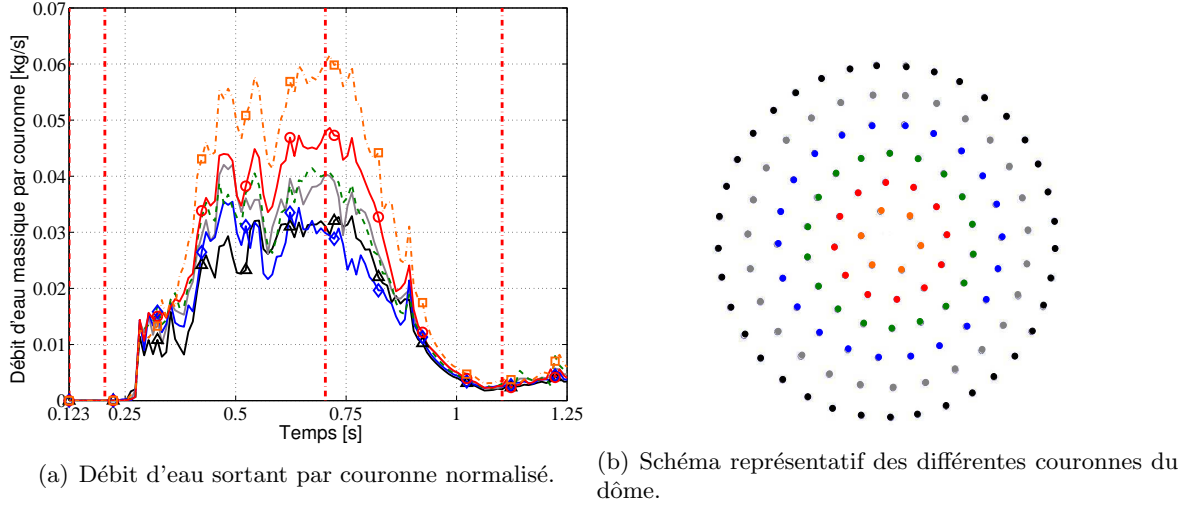


FIG. 6.3 : Évolution au cours du temps des débits d'eau sortant par couronne normalisés, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s.  $\blacktriangle$  : Couronne n°1,  $\text{---}$  : Couronne n°2,  $\blacklozenge$  : Couronne n°3,  $\text{---}$  : Couronne n°4,  $\text{---}$  : Couronne n°5,  $\text{---}$  : Couronne n°6.

- la couronne n°2 contient 27 injecteurs,
- la couronne n°3 contient 22 injecteurs,
- la couronne n°4 contient 18 injecteurs,
- la couronne n°5 contient 12 injecteurs,
- la couronne n°6 (couronne intérieure) contient 6 injecteurs.

L'évolution au cours du temps des débits d'eau moyens sortant par injecteur de chaque couronne  $Q_{Eau}^*$  est représentée sur la Figure 6.3 (a). Compte tenu des fluctuations rapides de ces débits, la fréquence d'acquisition est de 100 Hz afin d'avoir une meilleure lisibilité des résultats numériques. Nous constatons globalement qu'avant 0,283 s et après 0,893 s, les six couronnes sont alimentées de la même façon. Cependant entre 0,283 s et 0,893 s, les débits d'eau sortant par injecteur de chaque couronne ne sont pas uniformes. La couronne la plus intérieure (n°6) est la plus alimentée en eau, tandis que le débit d'eau de la couronne la plus extérieure (n°1) est deux fois plus faible :  $Q_{C6} \approx 2Q_{C1}$ . Voici un classement global des débits d'eau sortant par injecteur de chaque couronne :  $Q_{C1} \approx Q_{C3} < Q_{C2} \approx Q_{C4} < Q_{C5} < Q_{C6}$ . Contrairement à ce que l'on pouvait s'attendre, les débits ne sont pas équi-repartis entre les couronnes.

#### 6.2.1.d Débit d'eau sortant par secteur

Comme nous l'avons constaté précédemment, les débits entre les couronnes ne sont pas uniformes. Il est donc intéressant de déterminer si certaines régions du dôme sont également

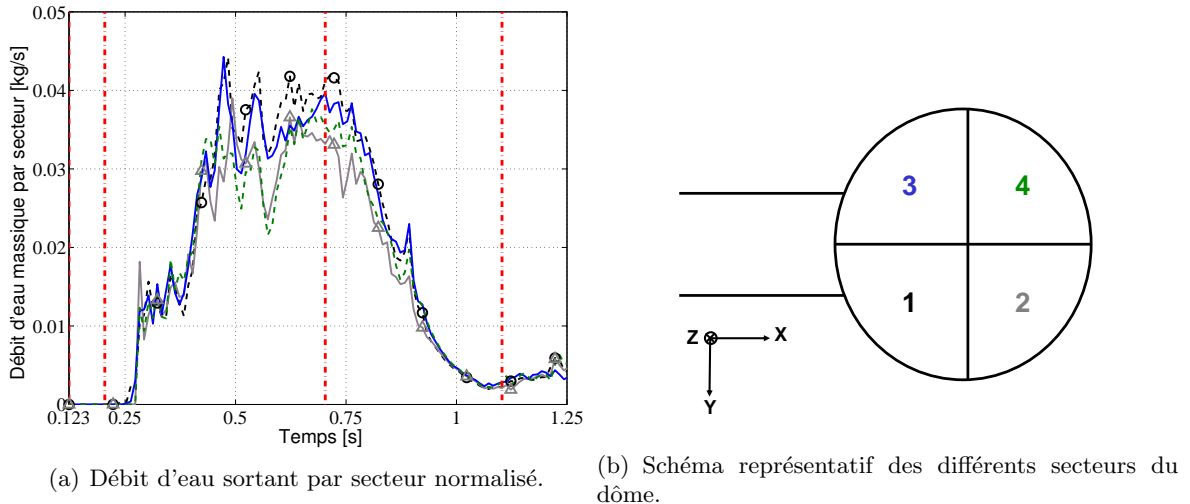


FIG. 6.4 : Évolution au cours du temps des débits d'eau sortant par secteur normalisés, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046 \text{ kg/s}$ .  $--\circ--$  : Secteur n°1,  $-\triangle-$  : Secteur n°2,  $---$  : Secteur n°3,  $---$  : Secteur n°4.

plus alimentées que d'autres. Comme le schématise la Figure 6.4 (b), le nombre d'injecteurs de la plaque d'injection a été réparti en quatre secteurs : les secteurs 1 et 2 comportent 30 injecteurs, tandis que les secteurs 3 et 4 en ont 31. Afin d'avoir des débits comparables, les débits d'eau sortant (dont l'évolution est présentée sur la Figure 6.4 (a)) sont normalisés par le nombre d'injecteurs de chaque secteur. De même que précédemment, la fréquence d'acquisition est de 100 Hz afin d'améliorer la lisibilité des courbes. Un classement assez global des débits d'eau sortant par injecteur de chaque secteur peut être donné :  $Q_{S4} \leq Q_{S2} < Q_{S3} \leq Q_{S1}$ . Ce graphique révèle aussi une légère dissymétrie de l'écoulement d'eau dans le dôme : l'avant du dôme est un peu plus alimenté que sa partie arrière. En effet, les débits d'eau sortant par injecteur des secteurs n°1 ou n°3 (situés à l'avant du dôme) sont un peu plus importants en moyenne que ceux des injecteurs n°2 et n°4 (situés à l'arrière du dôme). L'écart entre les débits d'eau sortant de chaque secteur est toutefois moins marqué que l'écart entre les débits d'eau sortant de chaque couronne.

## 6.2.2 Comparaisons aux données expérimentales

Après avoir étudié globalement le débit d'eau et sa répartition dans le dôme, nous allons nous intéresser à l'évolution de la pression dans le dôme qui est mesurée par le LEGI ainsi qu'à celle de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés, afin de confronter nos résultats numériques aux données expérimentales.

### 6.2.2.a Pression dans le dôme

Nous avons vu dans la section 4.4.2 que le modèle 1D de perte de charge permet de s'affranchir des erreurs numériques liées au manque de raffinement du maillage. Les résultats prédits par le modèle 1D se sont ainsi montrés en bon accord avec les résultats expérimentaux dans les trois cas de référence. Dans cette section, nous allons donc nous servir du modèle 1D établi à la Section 4.1.6 pour essayer de retrouver la pression mesurée au LEGI à partir du débit d'eau sortant numérique et inversement.



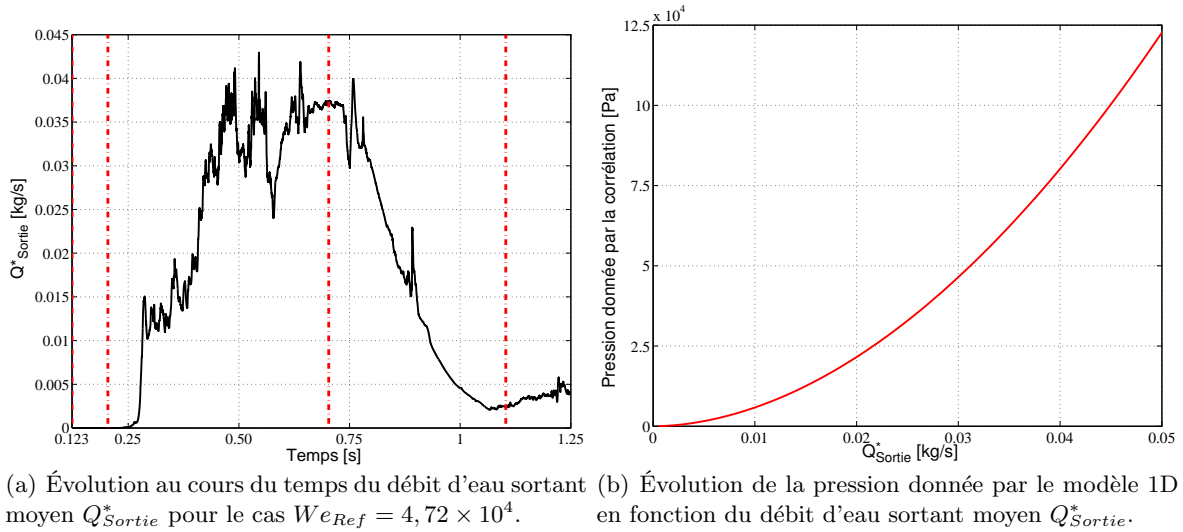


FIG. 6.5 : Évaluation de la pression à partir du débit d'eau sortant moyen, grâce au modèle 1D monophasique.

### Évaluation de la pression dans le dôme à partir du débit d'eau sortant numérique

Dans la configuration complète à 122 injecteurs, nous avons détecté un écart important entre la pression de la simulation numérique et la pression expérimentale, qui est causé en grande partie par le manque de raffinement du maillage. Il serait donc intéressant de quantifier la surestimation de cette pression et de savoir dans quelle mesure elle est liée aux erreurs numériques. Vu que le calcul numérique semble donner un débit d'eau sortant correct, nous allons utiliser ce résultat pour trouver l'évolution de la pression relative dans le dôme, en nous servant du modèle 1D mis en place à la Section 4.1.6. Pour cela, il est nécessaire de faire l'hypothèse que l'écoulement est monophasique et que le système est piloté par la perte de charge, c'est-à-dire qu'elle varie très peu d'un injecteur à l'autre, et par conséquent que le débit d'eau sortant est uniforme entre les injecteurs et vaut  $Q_{Sortie}^*$ . Sachant ces limitations, nous allons utiliser le modèle 1D de perte de charge pour estimer la pression relative dans le dôme à partir du débit d'eau sortant simulé moyen  $Q_{Sortie}^*$  (voir la Figure 6.5).

La Figure 6.6 montre qu'une partie de l'écart avec la pression expérimentale est rattrapée par le modèle 1D qui est assez proche de la pression expérimentale. Le fait de passer par le modèle 1D permet de s'affranchir des erreurs liées à la prédiction numérique : le manque de raffinement du maillage ainsi que la perte de charge  $\Delta P_S$  ajoutée en sortie des injecteurs. Par ailleurs, nous avons également une idée de l'ordre de grandeur de la surestimation de pression liée au numérique, qui est d'environ  $0,6 \times 10^5$  Pa.

Cependant en appliquant cette méthode, on fait toutefois l'hypothèse que le système est maîtrisé par la perte de charge et non par l'effet d'inertie du liquide, et donc que le débit d'eau sortant est uniformément réparti entre les injecteurs, ce qui n'est pas le cas en réalité.

Afin d'avoir une meilleure idée de la dispersion de la pression et de l'incertitude liée aux erreurs numériques, une étude complémentaire a été menée. Selon le même principe que précédemment, on détermine à partir du modèle 1D de perte de charge établi à la Section 4.1.6, les pressions dénommées  $P_{Moyenne}$ ,  $P_{20}$ ,  $P_{50}$  et  $P_{80}$  qui correspondent respectivement à  $Q_{Sortie}^*$ ,  $Q_{20}^*$ ,  $Q_{50}^*$  et  $Q_{80}^*$ .

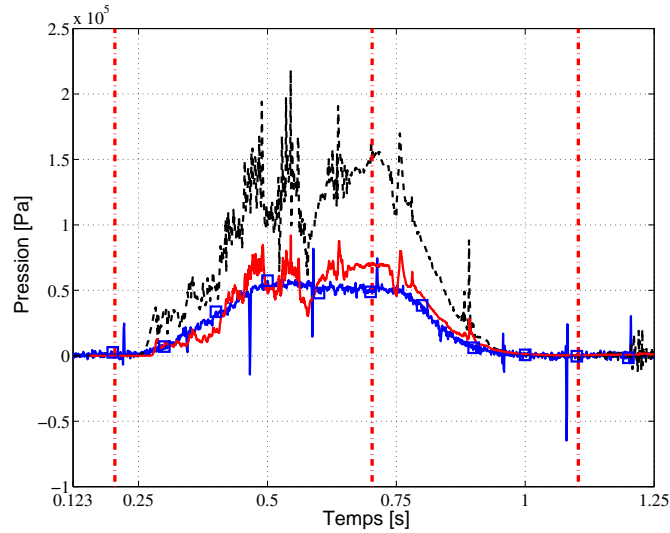


FIG. 6.6 : Évolution au cours du temps de la pression pour le cas  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .  $\square$  : Expérience, ---- : Calcul à 122 injecteurs, — : Modèle 1D.

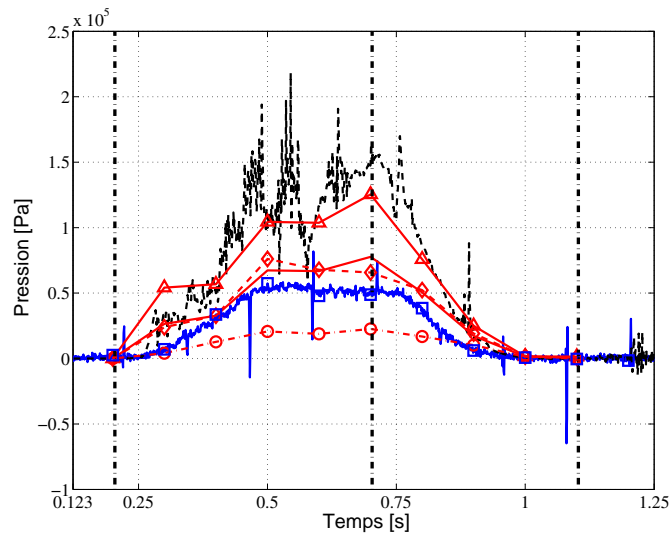


FIG. 6.7 : Évolution au cours du temps des pressions expérimentales, numériques et prédites par le modèle 1D pour le cas  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .  $\square$  : Expérience, ---- : Calcul à 122 injecteurs, — :  $P_{Moyenne}$ ,  $\triangle$  :  $P_{80}$ ,  $\diamond$  :  $P_{50}$ ,  $\circ$  :  $P_{20}$ .

Sur la Figure 6.7 est représentée l'évolution de la pression expérimentale du LEGI, de la pression numérique pour le calcul à 122 injecteurs ainsi que les pressions  $P_{Moyenne}$ ,  $P_{20}$ ,  $P_{50}$  et  $P_{80}$ .

On constate que les pressions correspondant au débit moyen et au débit médian sont relativement proches l'une de l'autre et sont du même ordre de grandeur que la pression expérimentale. Les pressions  $P_{20}$  et  $P_{80}$  donnent quant à elles une idée de la dispersion de la pression : 60% des injecteurs ont une pression comprise entre  $P_{20}$  et  $P_{80}$ . On constate donc d'après ce graphe que la pression n'est pas uniforme entre les 122 injecteurs.

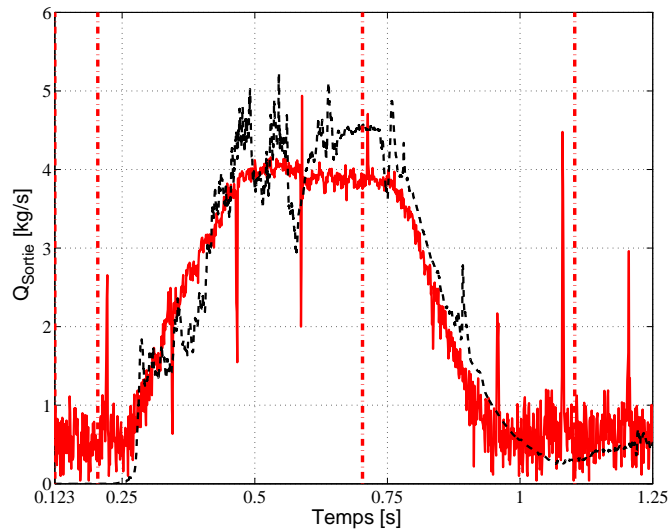


FIG. 6.8 : Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ---- : Calcul à 122 injecteurs, — : Modèle 1D.

### *Problème inverse : évaluation du débit d'eau sortant à partir de la pression mesurée expérimentalement*

Il est également intéressant de prendre le problème à l'envers : à partir de la pression mesurée expérimentalement, nous souhaitons désormais essayer de retrouver le débit d'eau sortant en utilisant le résultat du modèle 1D.

On constate d'après la Figure 6.8 que nous retombons sur le débit d'eau sortant simulé, en se servant du modèle 1D établi sur la pression expérimentale. Si on intègre le débit d'eau sortant, on trouve 2,28 kg pour le calcul à 122 injecteurs et 2,10 kg pour le modèle 1D, soit un écart de 8% (sachant que la masse d'eau injectée en entrée est de 3,43 kg).

Ce résultat apporte une réelle valeur ajoutée aux résultats expérimentaux, car nous avons vu par la simulation numérique que le débit d'eau entrant n'est pas égal au débit d'eau sortant. Cette méthode peut donc permettre de retrouver le débit d'eau sortant à partir de la pression mesurée expérimentalement.

### *Conclusion*

Grâce au modèle 1D de perte de charge qui s'affranchit des erreurs numériques, il est possible d'accéder aux informations qui nous intéressent dans la configuration complète à 122 injecteurs : soit le débit d'eau sortant à partir de la pression mesurée expérimentalement, soit la pression dans le dôme à partir du débit d'eau de la simulation numérique.

#### **6.2.2.b Mouillage des injecteurs**

Après avoir étudié les débits d'eau sortants et la pression dans le dôme, nous allons maintenant considérer la fraction d'injecteurs mouillés.

#### *Loi de mouillage des injecteurs*

Nous allons comparer les résultats numériques obtenus au modèle 0D de mouillage développé

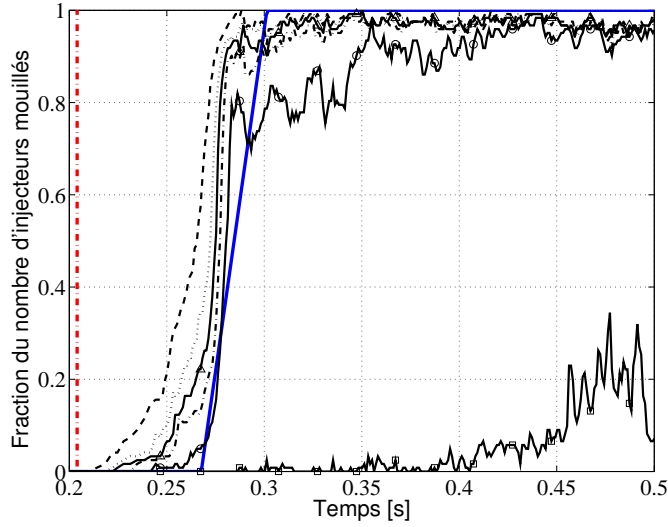


FIG. 6.9 : Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . ---- : Seuil à 0,0001%, ..... : Seuil à 0,01%, —△ : Seuil à 0,1%, -.-.- : Seuil à 1%, —○— : Seuil à 10%, —□— : Seuil à 100%, — : Loi de mouillage expérimentale.

par le LEGI. Dans ce but, plusieurs seuils de débit sont testés en choisissant un large éventail pour les fractions : 0,0001%, 0,01%, 0,1%, 1%, 10% et 100%, qui correspondent aux débit-seuils suivants :

- $Q_{Seuil}^* = 0,0001\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-8}$  kg/s,
- $Q_{Seuil}^* = 0,01\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-6}$  kg/s,
- $Q_{Seuil}^* = 0,1\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-5}$  kg/s,
- $Q_{Seuil}^* = 1\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-4}$  kg/s,
- $Q_{Seuil}^* = 10\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-3}$  kg/s,
- $Q_{Seuil}^* = 100\% Q_{Ref}^* = 4,6 \times 10^{-2}$  kg/s,

avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s. L'évolution temporelle de la fraction d'injecteurs mouillés est représentée pour ces six seuils de mouillage sur la Figure 6.9. Il faut noter que nous ne représentons sur cette figure que la phase où la vanne est complètement ouverte, dans le but de rendre la figure plus lisible. Nous constatons un bon accord entre les résultats numériques et le modèle de mouillage 0D développé par le LEGI, sauf pour le seuil à 100% qui est assez sévère. Ce seuil sera donc écarté pour la suite des comparaisons.

### Critères de mouillage

Afin d'obtenir de plus amples informations sur les injecteurs mouillés, nous allons nous intéresser aux critères de mouillage  $b$  et  $c$  définis au Chapitre 1. Nous rappelons que le critère  $b$  correspond à la date de début de la rampe et le critère  $c$  correspond à la pente de la rampe d'injection. Les Figures 6.10 (a) et (b) comparent l'évolution des critères  $b$  et  $c$ , pour différents seuils de mouillage numériques choisis, aux résultats expérimentaux. En ce qui concerne le critère  $b$ , les résultats numériques sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux, excepté pour le seuil à 1%. Cependant, nous constatons un très grand écart pour ce qui est du critère  $c$  qui correspond à la pente de la rampe d'injection. Il faut mentionner d'une part que la loi de mouillage du LEGI est un modèle 0D dont les paramètres d'entrée sont la longueur  $L_0$  entre l'entrée de la canne d'alimentation et le premier injecteur mouillé. Cette loi repose également sur  $V_{Ref}$ , la vitesse associée au nombre de Weber de référence  $We_{Ref}$  qui est supposée maximale au

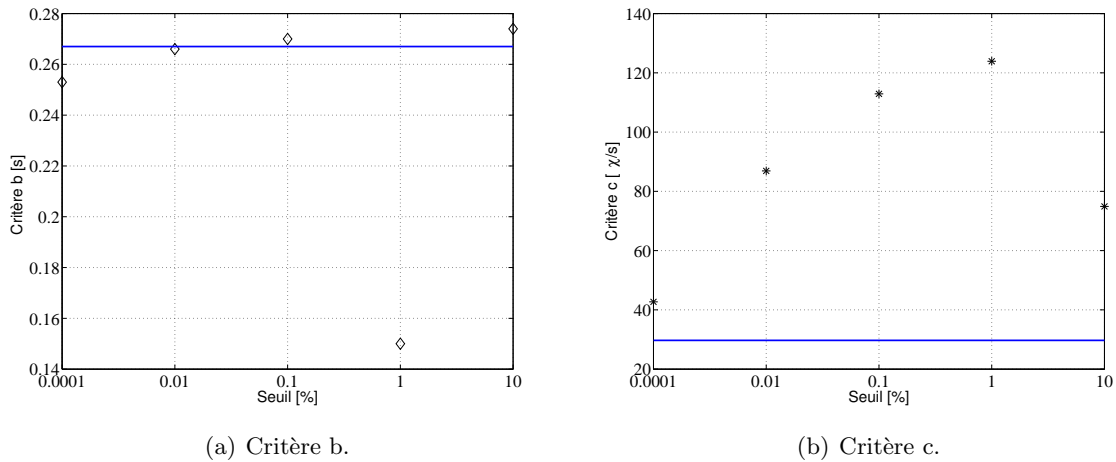


FIG. 6.10 : Évolution des critères  $b$  et  $c$  du mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s.

plateau, ce qui n'est pas le cas en réalité, puisque le débit d'eau en entrée continue d'augmenter alors même que la vanne est pleinement ouverte. Par ailleurs, le critère  $c$  est sensible à la méthode de calcul de la pente de la rampe d'injection numérique. Pour toutes ses raisons, il est très délicat de comparer les critères  $b$  et  $c$  numériques au modèle expérimental. Il est préférable de se baser plutôt sur la forme des différentes courbes pour avoir une appréciation plus qualitative.

### Étude dynamique de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés

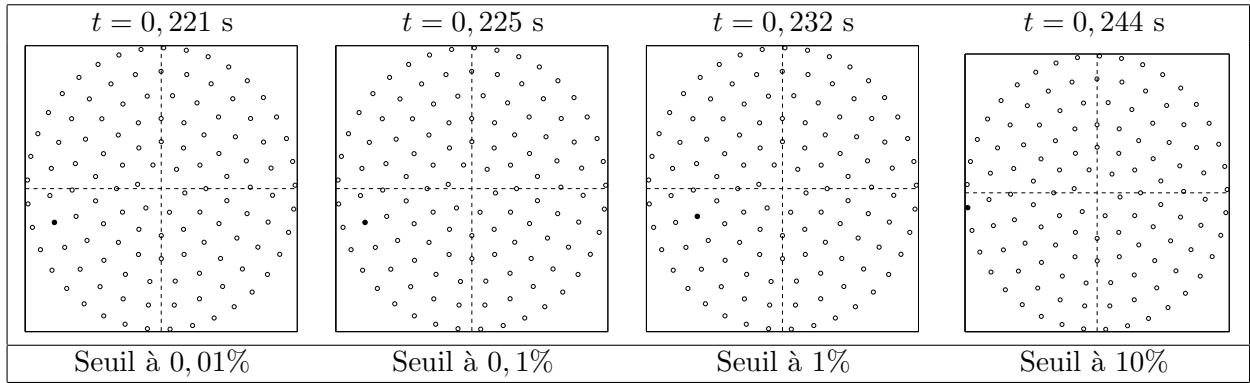
Nous allons terminer l'analyse de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  par une visualisation dynamique de  $\chi$  au cours du temps, pour les seuils de mouillage : 0,01%, 0,1%, 1% et 10%. Les seuils de mouillage extrêmes sont écartés de la comparaison. Le Tableau 6.5 montre la localisation du ou des premier(s) injecteurs mouillés tandis que le Tableau 6.6 montre l'évolution globale de la plaque d'injection au cours du temps pour les différents seuils. Il faut noter que les figures des Tableaux 6.5 et 6.6 sont orientées comme le schéma de la Figure 6.4 (b) : l'arrivée d'eau par la canne se fait par la gauche, vue par dessous le dôme.

Le Tableau 6.5 montre que plus le seuil de mouillage est élevé, plus le début du mouillage apparaît tardivement : 0,221 s pour le seuil à 0,01%, 0,225 s pour le seuil à 0,1%, 0,232 s pour le seuil à 1% et 0,244 s pour le seuil à 10%. Cependant, quel que soit le seuil choisi, les premiers injecteurs mouillés sont localisés dans le secteur n°1 de la plaque d'injection, juste en sortie de la canne d'alimentation, en amont de l'allumeur.

Comme le montrait déjà la Figure 6.9, nous retrouvons avec les résultats du Tableau 6.6 le fait que plus le seuil imposé est fort, moins la fraction du nombre d'injecteurs est importante pendant la phase d'injection. Cet effet est particulièrement accentué pour le seuil à 10%. Par ailleurs, nous pouvons remarquer qu'une fois le régime établi, tous les injecteurs ne sont pas continuellement mouillés pour les quatre seuils, en particulier pour le seuil à 10%.

### 6.2.3 Caractérisation statistique de la sortie des injecteurs

Après avoir comparé nos résultats numériques aux données expérimentales et au modèle 0D établi par le LEGI, nous allons présenter quelques grandeurs statistiques de sortie qui donnent une idée synthétique de l'évolution du mouillage de la plaque d'injection. Le but de cette étude



TAB. 6.5 : Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s (vue d'en dessous).

est d'approfondir la caractérisation de l'écoulement sortant.

### Débits d'eau sortant

La Figure 6.11 donne l'évolution des débits d'eau massiques par injecteur suivants :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $Q_{Ref}^*$ ,  $Q_{Sortie}^*$ ,  $Q_{Max}^*$ ,  $Q_{20}^*$ ,  $Q_{50}^*$  et  $Q_{80}^*$ . Nous pouvons tout d'abord remarquer le décalage entre  $Q_{Entrée}^*$  et  $Q_{Sortie}^*$  d'environ 0,1 s. Grâce à  $Q_{20}^*$  et  $Q_{80}^*$ , nous pouvons avoir une idée de l'ordre de grandeur de la variation du débit d'eau sortant par injecteur autour du débit moyen  $Q_{Sortie}^*$  : 60% des injecteurs ont un débit d'eau compris entre  $Q_{20}^*$  et  $Q_{80}^*$ . Nous constatons également que le débit  $Q_{50}^*$  est très proche du débit sortant moyen  $Q_{Sortie}^*$ . Il faut également noter la grande amplitude des variations du débit maximal  $Q_{Max}^*$  dont la valeur peut atteindre 4 fois celle de  $Q_{50}^*$  à  $t = 0,7$  s, ce qui peut être lié soit au fait que l'air passe plus ou moins par les injecteurs, soit au fait que l'eau s'écoule mieux au niveau de certaines zones.

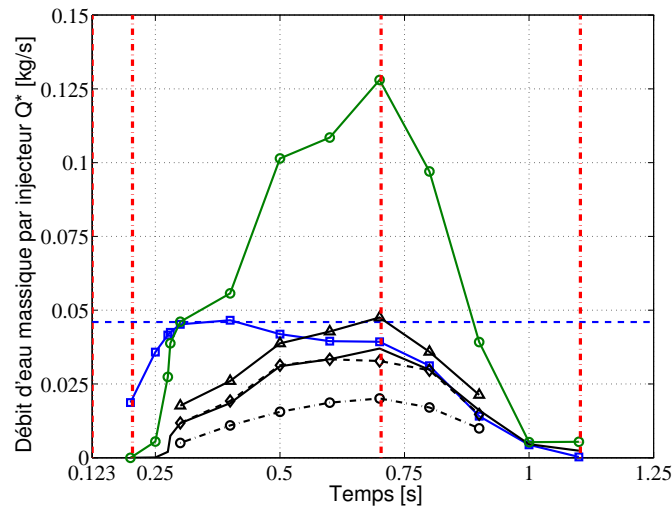
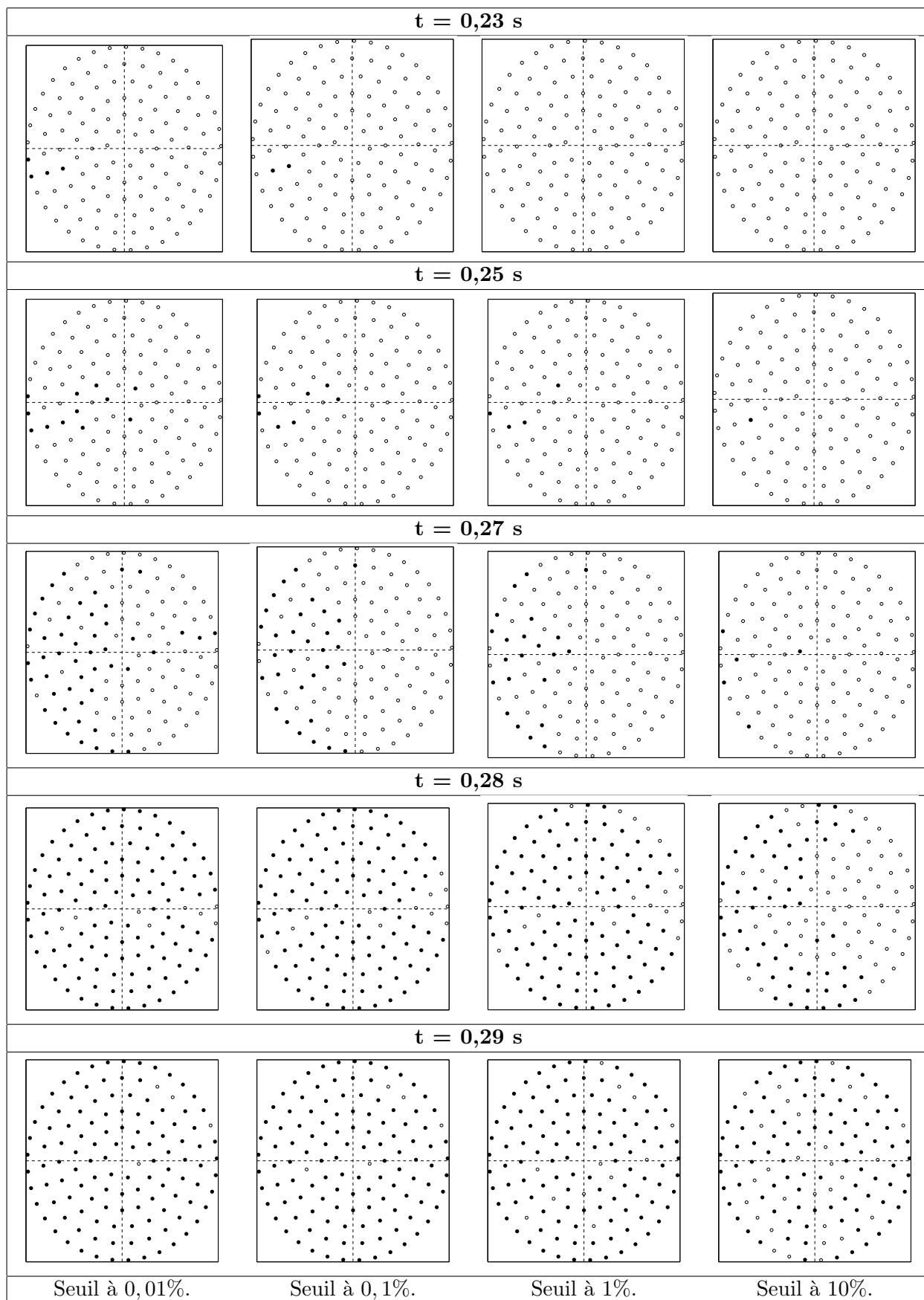


FIG. 6.11 : Évolution au cours du temps des débits d'eau massiques par injecteur, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s.  $\square$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $\square$  :  $Q_{Ref}^*$ ,  $\square$  :  $Q_{Sortie}^*$ ,  $\circ$  :  $Q_{Max}^*$ ,  $\triangle$  :  $Q_{80}^*$ ,  $\diamond$  :  $Q_{50}^*$ ,  $\circ$  :  $Q_{20}^*$ .



TAB. 6.6 : Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s (vue d'en dessous).

### Fonctions de distribution

La Figure 6.12 montre l'évolution de plusieurs fonctions de distribution.

Sur la Figure 6.12 (a), le débit d'eau sortant est normalisé par le débit de référence constant  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s. On constate qu'entre  $t_5 = 0,3$  s et  $t_{11} = 0,9$  s, la distribution des débits d'eau sortant est assez étalée, la répartition des débits d'eau en sortie est donc hétérogène. En dehors de cet intervalle de temps, la distribution des débits d'eau est plus étroite, ce qui signifie que la répartition des débits d'eau est plus homogène. À titre d'exemple, à  $t_3 = 0,275$  s, 94% des injecteurs ont un débit d'eau inférieur à  $0,2 \times Q_{Ref}^*$ .

La Figure 6.12 (b) permet de donner une autre représentation du débit d'eau sortant, en le normalisant cette fois-ci par le débit d'eau sortant médian  $Q_{50}^*$ , ce qui permet de regrouper le plus possible les résultats. Seuls les temps compris entre  $t_5 = 0,3$  s et  $t_{11} = 0,8$  s,  $Q_{50}^*$  n'ayant pas de sens en dehors de cet intervalle.

Sur la Figure 6.12 (c) est représentée l'évolution des fonctions de distribution du débit d'air normalisé par un débit d'air de référence  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau} \approx 5,52 \times 10^{-5}$  kg/s.

Tout d'abord, on peut remarquer des variations de débit d'air entre -8 et 8 fois  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$  et que globalement le comportement des injecteurs évoluent peu au cours du temps. Par ailleurs, la distribution des débits d'air est plus étroite que celle des débits d'eau, ce qui signifie que la répartition des débits d'air est assez homogène en sortie : soit les injecteurs débitent à peu près la même quantité d'air s'ils débitent, soit ils ne débitent pas d'air.

Plus précisément, jusqu'à  $t_5 = 0,3$  s, la distribution des débits d'air est de moins en moins étroite : la répartition des débits d'air est donc de plus en plus hétérogène en sortie. On peut remarquer qu'à  $t_5 = 0,3$  s, on a autant d'air qui sort que d'air qui re-entre par les injecteurs, avec des valeurs de débit qui re-entre comparables à celles des débits de sortie. Après  $t_5 = 0,3$  s, la distribution des débits d'air redevient de plus en plus étroite, la répartition des débits d'air devient donc homogène. À partir de  $t_9 = 0,7$  s, toutes courbes (excepté celle à  $t_{11} = 0,9$  s) sont confondues et montrent que 100% des injecteurs ont un débit d'air sortant inférieur à  $2Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$ .

Sur la Figure 6.12 (d), on peut observer l'évolution des fonctions de distribution de la surface d'air normalisée par la surface d'un injecteur. Avant  $t_2 = 0,25$  s, la répartition est très homogène : la quasi-totalité des injecteurs débite de l'air uniquement. Puis assez rapidement en  $0,05$  s, la répartition devient totalement hétérogène : toutes les valeurs des taux de présence sont équiprobables en sortie à  $t_5 = 0,3$  s. Ainsi, 50% des injecteurs ont une surface d'air inférieure à 50% de la surface d'un injecteur. Puis plus progressivement, la distribution de la surface d'air devient de plus en plus étroite : la répartition des surfaces d'air en sortie des injecteurs redevient de plus en plus homogène. À partir de  $t_9 = 0,7$  s, environ 90% des injecteurs présentent moins de 10% de surface d'air en sortie : les injecteurs ne débitent que de l'eau.

### Distribution de corrélation entre le débit d'eau sortant et la vitesse de l'eau

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de la distribution de corrélation entre le débit d'eau sortant  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  de chacun des 122 injecteurs (voir Figures 6.13 et 6.14), pour mesurer à la fois la répartition des débits et l'effet diphasique au sein des injecteurs. Afin d'avoir une idée de l'influence de l'air, on trace sur ces figures les droites continues rouges qui correspondent aux valeurs des débits d'eau en fonction de la vitesse de l'eau pour  $\overline{\alpha_{Eau}}$  valant 0,5, 0,7, 0,85 et 1 (le cas monophasique). Les débits d'entrée  $Q_{Entrée}^*$  et de



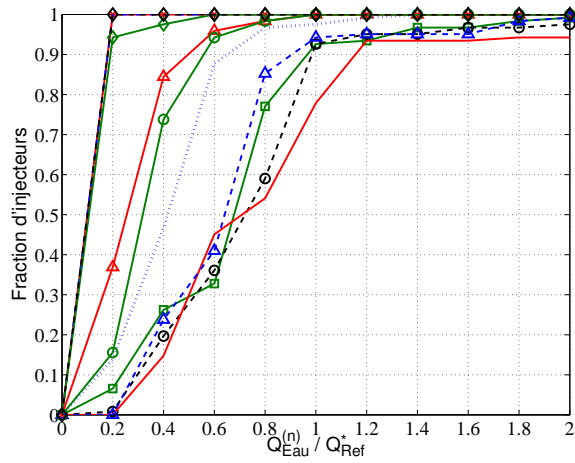
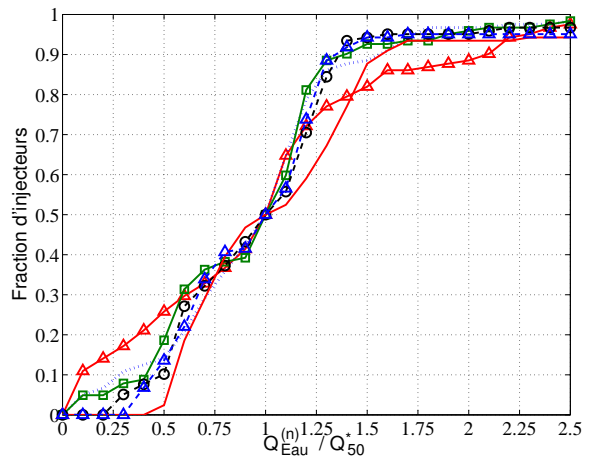
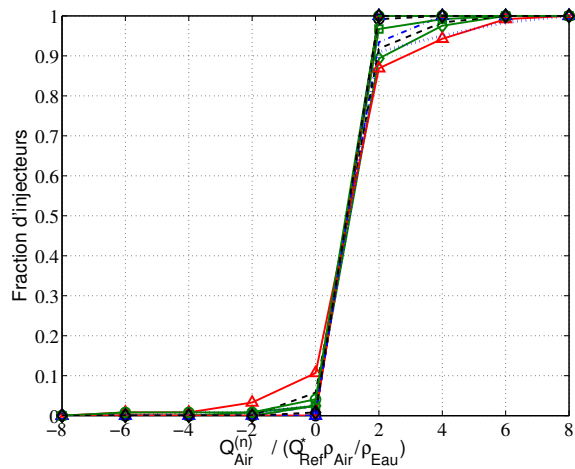
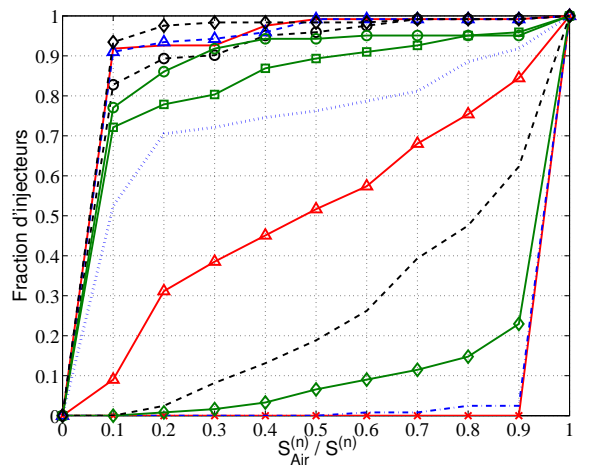

 (a) Débit d'eau massique sortant pour un injecteur  $Q_{Eau}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{Ref}^*$ .

 (b) Débit d'eau massique sortant pour un injecteur  $Q_{Eau}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{50}^*$ .

 (c) Débit d'air massique sortant pour un injecteur  $Q_{Air}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$ .

 (d) Surface d'air en sortie pour un injecteur  $S_{Air}^{(n)}$  normalisée par la surface d'un injecteur  $S^{(n)}$ .

FIG. 6.12 : Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface d'air en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046 \text{ kg/s}$ .  
 —×— :  $t_1 = 0,2 \text{ s}$ , - - - - :  $t_2 = 0,25 \text{ s}$ , —◇— :  $t_3 = 0,275 \text{ s}$ , - - - - :  $t_4 = 0,28 \text{ s}$ , —△— :  $t_5 = 0,3 \text{ s}$ ,  
 ····· :  $t_6 = 0,4 \text{ s}$ , —□— :  $t_7 = 0,5 \text{ s}$ , —○— :  $t_8 = 0,6 \text{ s}$ , — :  $t_9 = 0,7 \text{ s}$ , —△— :  $t_{10} = 0,8 \text{ s}$ ,  
 —◇— :  $t_{11} = 0,9 \text{ s}$ , —◇— :  $t_{12} = 1 \text{ s}$ .

sortie  $Q_{Sortie}^*$  sont également représentés.

Avant  $t_3 = 0,275$  s, les injecteurs ne débitent que de l'air. Jusqu'à  $t_7 = 0,5$  s, on observe des zones avec de faibles valeurs de  $\overline{\alpha_{Eau}}$ , ce qui indique que l'écoulement dans les injecteurs est diphasique : les répartitions des débits et des fractions volumiques d'eau ne sont pas homogènes en sortie. On peut également noter que pour les temps  $t_4 = 0,28$  s et  $t_5 = 0,3$  s, les débits d'eau sont groupés autour du débit d'eau sortant moyen  $Q_{Sortie}^*$ , ce qui permet de retrouver le fait que  $Q_{50}^*$  est proche de  $Q_{Sortie}^*$  (sur la Figure 6.11).

Entre  $t_8 = 0,6$  s et  $t_{11} = 0,9$  s, les débits d'eau sont quasiment tous alignés sur la droite en  $\overline{\alpha_{Eau}} = 1$  : l'écoulement est donc majoritairement monophasique au sein de chaque injecteur, avec une grande variation de débit d'eau en sortie des injecteurs (entre 0 et 0,05 kg/s). La répartition des débits d'eau est donc hétérogène en sortie. Ceci apporte une nouvelle information par rapport à la Figure 6.12 (a) des fonctions de distribution du débit d'eau normalisé par  $Q_{Ref}^*$  : la dispersion des débits d'eau ne vient pas de l'air.

Par ailleurs, on peut remarquer un saut du débit d'eau sortant aux temps  $t_7 = 0,5$  s,  $t_9 = 0,7$  s et  $t_{10} = 0,8$  s, comme s'il y avait deux zones débitantes.

À titre d'exemple, on a ajouté sur le graphe à  $t_6 = 0,4$  s (FIG. 6.13) les valeurs des simulations des cas-tests diphasiques {dôme + injecteur} dont le débit d'entrée est  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s et la fraction d'air imposée en entrée vaut 1 pour le cas *A*, 0,85 pour le cas *B*, 0,7 pour le cas *C* et 0,5 pour le cas *D*. Sauf pour le cas *A* monophasique, on constate un décalage entre les résultats numériques donnés par les calculs avec un injecteur isolé et les diverses droites de débit.

On a également repéré deux injecteurs *A'* et *B'* du calcul à 122 injecteurs dont les fractions d'eau en sortie de chaque injecteur, respectivement 0,782 et 0,689, sont bien comprises par les droites de débit.

## 6.3 Influence du nombre de Weber de référence

Après avoir analysé en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , nous allons passer à une comparaison de trois cas de simulation correspondant aux cas expérimentaux du LEGI à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Ces comparaisons permettront de déterminer quelle est l'influence du nombre de Weber imposé en entrée sur le remplissage et la vidange du dôme : globalement au niveau de la pression dans le dôme et du débit d'eau sortant, mais également localement au niveau du mouillage des injecteurs. Nous examinerons également l'influence statistique du nombre de Weber sur la sortie des injecteurs, afin de déterminer si l'on retrouve des comportements similaires entre les trois cas ou une certaine tendance.

### 6.3.1 Analyse au niveau du remplissage et de la vidange du dôme

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence du nombre de Weber imposé en entrée de la canne sur la fraction volumique d'eau, sur la masse d'eau dans le dôme, ainsi que sur le débit d'eau sortant globalement, par couronne et par secteur.

#### 6.3.1.a Visualisation de la fraction volumique d'eau

Le Tableau de figures 6.7 montre l'évolution de la fraction volumique d'eau sur une coupe longitudinale du domaine, pour les trois nombres de Weber testés.

Comme on pouvait le prévoir, plus le nombre de Weber imposé en entrée de la canne est grand, plus l'eau pénètre rapidement dans le dôme et le remplit vite. De plus, quand le nombre de Weber augmente, la présence de poches de gaz tend à diminuer dans le dôme. Le taux de

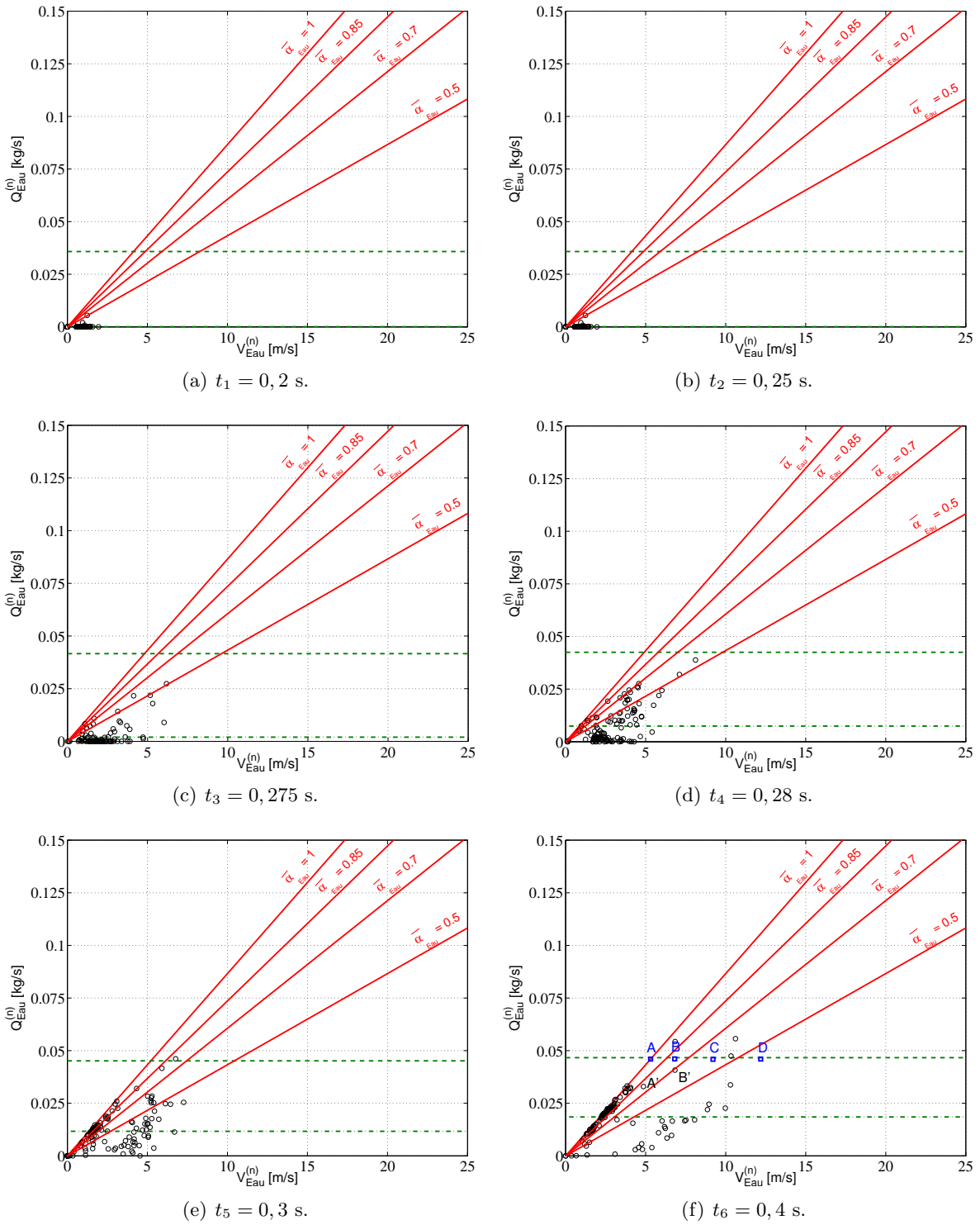


FIG. 6.13 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s (I).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $\square$  : Calcul à 1 injecteur,  $\text{—}$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $\text{---}$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $\text{- - -}$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

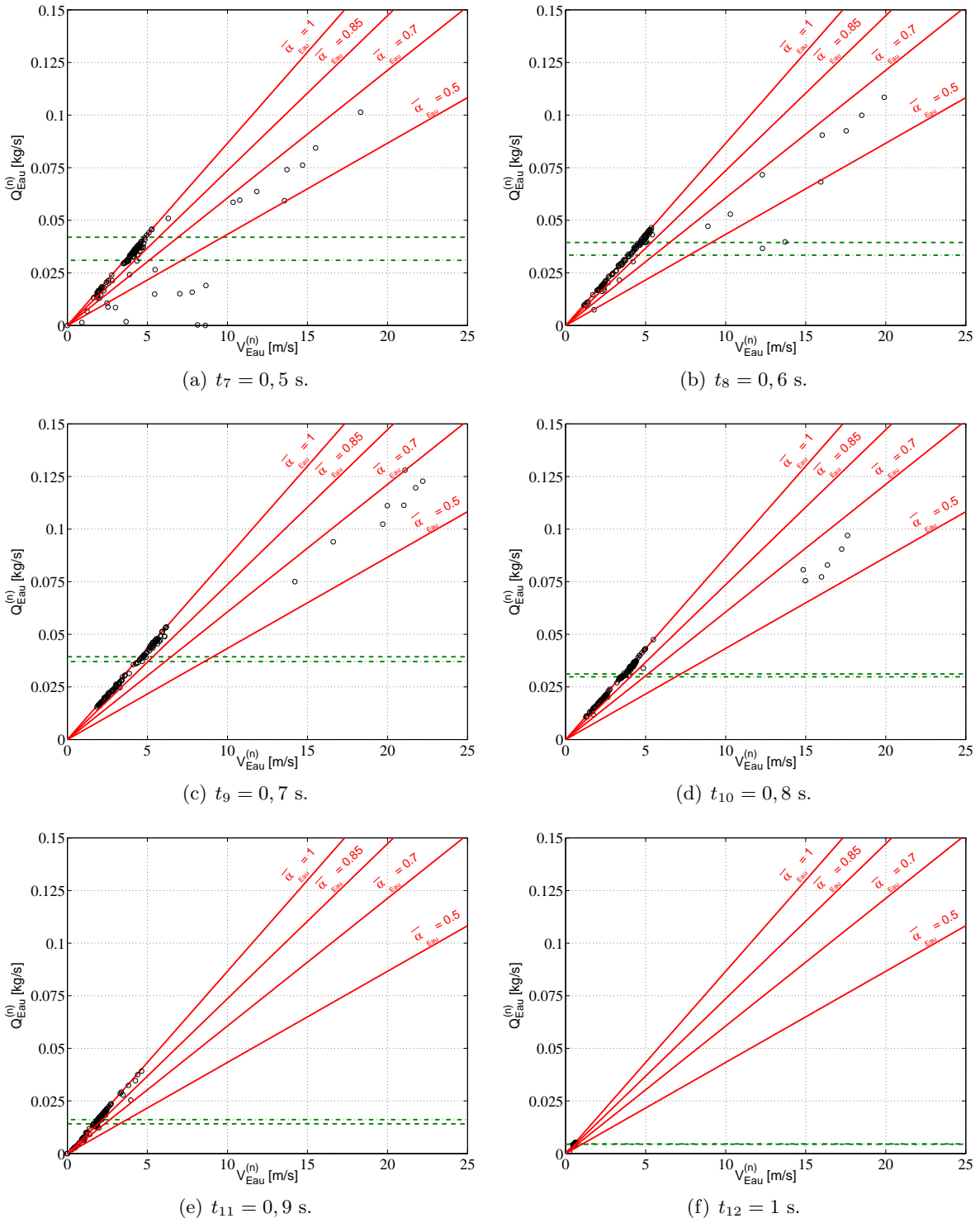
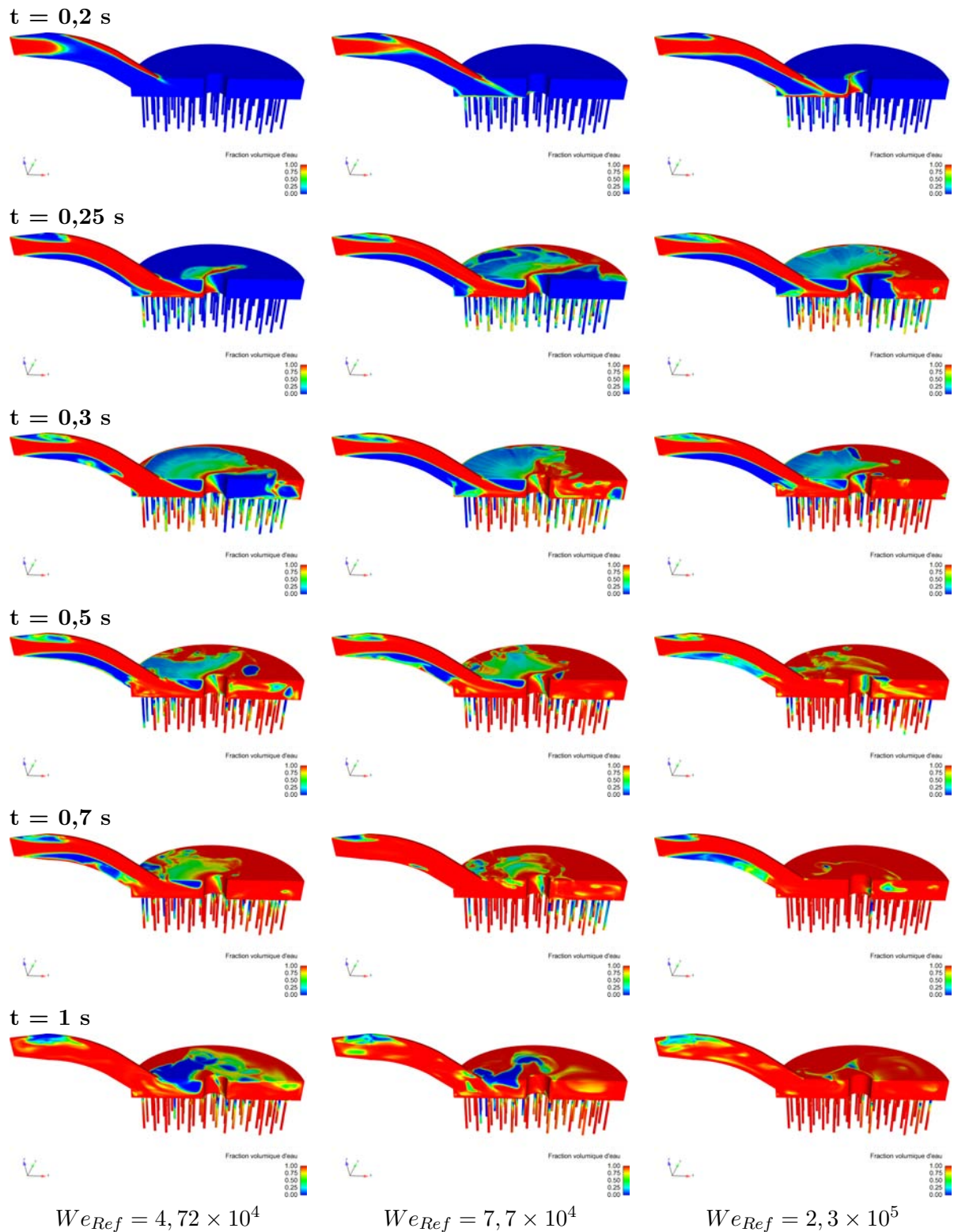


FIG. 6.14 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,046$  kg/s (II).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $—$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $---$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $----$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

remplissage maximal du dôme augmente donc avec le nombre de Weber. Par ailleurs, on peut observer un décollement de l'écoulement au niveau de la partie haute de la canne pour les trois nombres de Weber.



TAB. 6.7 : Influence du nombre de Weber sur la fraction volumique d'eau.

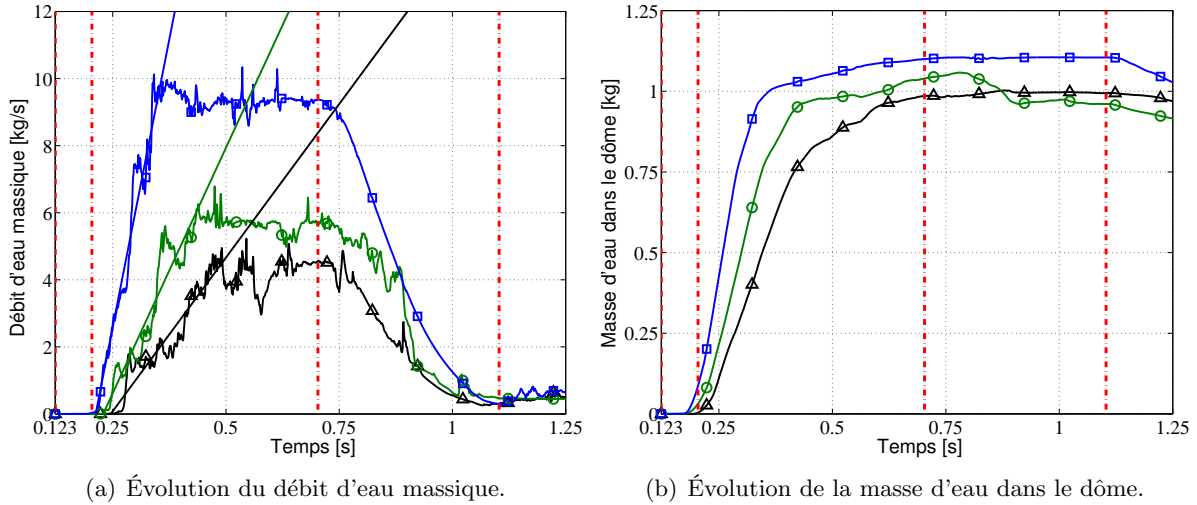


FIG. 6.15 : Influence du nombre de Weber sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme.  $\blacktriangle$  :  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $\text{---}\circ\text{---}$  :  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ,  $\text{---}\square\text{---}$  :  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Les lignes continues sans symbole représentent les pentes des débits associés.

### 6.3.1.b Analyse globale

La Figure 6.15 regroupe l'évolution des débits d'eau et de la masse d'eau dans le dôme pour les cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . On pourra également s'appuyer pour l'analyse sur les Figures 6.2, E.1 et E.10 qui sont dédiées aux évolutions des grandeurs de chaque cas. Le Tableau 6.8 liste les caractéristiques du remplissage du dôme et des débits d'eau sortant pour ces trois cas de référence.

$We_{Ref}$	$4,72 \times 10^4$	$7,7 \times 10^4$	$2,3 \times 10^5$
Débit d'eau d'entrée de référence [kg/s]	5,64	7,21	12,5
Débit d'eau sortant moyen au plateau [kg/s]	4,21	5,67	9,28
Débit d'eau sortant maximal [kg/s]	5,23	6,78	10,13
Temps associé $t$ [s]	0,545	0,475	0,341
Temps recalé $t - t_R$ [s]	0,505	0,449	0,341
Débit d'eau sortant intégré [kg]	2,32	3,37	5,73
Débit d'eau entrant intégré [kg]	3,43	4,43	6,94
Maximum de remplissage	89,5%	94,5%	98,7%
Temps associé $t$ [s]	0,881	1,058	0,985
Temps recalé $t - t_R$ [s]	0,841	1,032	0,985

TAB. 6.8 : Caractéristiques du remplissage et de la vidange du dôme, pour les trois cas de référence ( $t_R$  est le temps de retard défini dans le Tableau 6.9).

Globalement on observe un pic de débit d'eau en entrée suivi d'un plateau pendant la phase d'ouverture de la vanne. Ce pic de débit en entrée est assez marqué sauf pour le cas à plus faible nombre de Weber : 6% de la valeur au plateau pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , 29% de la valeur au plateau pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 33% de la valeur au plateau pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Ce pic est lié à un problème du compresseur en amont de la vanne dans les expériences, ce qui empêche de maintenir la pression constante au cours des expériences. On retrouve également

un plateau pour le débit d'eau sortant pendant la phase d'ouverture complète de la vanne. Ce plateau de débit coïncide avec le plateau du débit d'eau d'entrée. La présence de ce plateau est d'autant plus prononcée que le nombre de Weber est grand. Le débit d'eau sortant au plateau vaut : 4,21 kg/s pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , 5,67 kg/s pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 9,28 kg/s pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Il faut noter que ces valeurs restent néanmoins plus faibles que les valeurs des débits de référence associés au nombre de Weber de référence qui sont : 5,64 kg/s, 7,21 kg/s et 12,5 kg/s. Contrairement au débit d'eau en entrée, le pic précédant le plateau de débit d'eau en sortie est très faible, fluctuations mises à part (car les résultats peuvent se montrer très sensibles au moindre changement comme le montre les résultats de l'Annexe C.1). Il vaut environ 11% du débit au plateau pour le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , 11% dans le cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 9% dans le cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

En intégrant le débit d'eau sortant au cours du temps, on obtient la masse d'eau globale sortie : la masse du cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  est 2,5 fois plus importante que celle du cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 1,7 fois plus importante que celle du cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , ce qui est dans les mêmes proportions que le débit d'eau intégré : la masse d'eau entrant du cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  est 2 fois plus importante que celle du cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 1,6 fois plus importante que celle du cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . On remarque que dans les trois cas de simulation, le débit d'eau intégré en sortie n'est pas égal au débit d'eau intégré en entrée : de l'eau reste stockée au niveau du dôme.

On constate que le maximum de remplissage augmente avec le nombre de Weber et atteint presque la totalité de la capacité du dôme dans le cas à plus fort nombre de Weber. On pourrait donc se poser la question de la compressibilité de l'air dans ce cas-là, étant donné que les deux phases sont déclarées incompressibles. Un test réalisé avec de l'air compressible en faisant l'hypothèse que le gaz se comporte comme un gaz parfait n'a pas révélé de changements essentiels au niveau de la pression mesurée dans le dôme (voir détails à la Section 3.4.2.c).

Dans le Tableau 6.9 sont répertoriées les caractéristiques de la rampe du débit d'eau sortant pour les trois cas de référence. L'étude de la rampe d'injection d'eau en sortie des injecteurs permet d'analyser plus macroscopiquement la façon dont se vidange le dôme, contrairement à l'étude de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  qui donne une vision plus locale.

$We_{Ref}$	$4,72 \times 10^4$	$7,7 \times 10^4$	$2,3 \times 10^5$
Pente de la rampe [kg]	18,3	29,3	65,9
Instant du début de la rampe [s]	0,250	0,236	0,210
Temps de retard $t_R$ par rapport au cas $2,3 \times 10^5$ [s]	0,040	0,026	0

TAB. 6.9 : Caractéristiques de la rampe du débit d'eau sortant pour les trois cas de référence.

On remarque que plus le nombre de Weber est fort, plus la pente de la rampe de débit d'eau sortant est forte et plus le début de la pente commence tôt. La pente de la rampe du cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  est 2,2 fois plus élevée que celle du cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 3,6 fois plus élevée que celle du cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . À partir de l'instant du début de la rampe d'injection, on peut ainsi déterminer un temps de retard de l'injection par rapport au cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  qui est de 0,040 s pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  et 0,026 s pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ .

### 6.3.1.c Analyse au niveau des débits d'eau sortant par secteur et par couronne

Le classement des débits d'eau sortant par couronne normalisés par le nombre d'injecteurs de chaque couronne (FIGS. 6.3, E.2 et E.11) est le suivant pour les trois cas :

- pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$   $Q_{C1} \approx Q_{C3} < Q_{C2} \approx Q_{C4} < Q_{C5} < Q_{C6}$ ,
- pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$   $Q_{C1} < Q_{C3} < Q_{C2} < Q_{C4} \approx Q_{C5} < Q_{C6}$ ,
- pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$   $Q_{C1} < Q_{C4} \approx Q_{C3} < Q_{C5} \approx Q_{C2} < Q_{C6}$ .

Ce classement est globalement le même pour les deux cas à plus faible nombre de Weber, cependant on observe un changement dans l'alimentation des couronnes internes (n°2 à 5) du cas à plus fort nombre de Weber. Quelque soit le cas considéré, la couronne d'injecteurs la plus intérieure (n°6) est la plus alimentée en eau alors que la couronne la plus extérieure (n°1) est la moins alimentée (1,8 fois moins pour le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , 1,6 fois moins pour le cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et 2,3 fois moins pour le cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  que la couronne intérieure).

En ce qui concerne le débit d'eau sortant par secteur normalisé par le nombre d'injecteurs du secteur considéré (FIGS. 6.4, E.3 et E.12), on a le classement suivant des débits par secteur :

- pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$   $Q_{S4} \leq Q_{S2} < Q_{S3} \leq Q_{S1}$ ,
- pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$   $Q_{S3} \approx Q_{S1} < Q_{S2} \approx Q_{S4}$ ,
- pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$   $Q_{S2} \approx Q_{S4} < Q_{S1} \leq Q_{S3}$ .

Les résultats des débits d'eau sortant par secteur sont assez groupés pour les cas aux faibles nombres de Weber. On observe cependant que les secteurs à l'avant de l'allumeur (n°1 et n°3) sont un peu plus alimentés dans le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ , alors que ce sont les secteurs à l'arrière de l'allumeur (n°2 et n°4) qui sont un peu plus alimentés dans le cas à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . En ce qui concerne le cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , l'alimentation des secteurs à l'avant de l'allumeur (n°1 et n°3) est bien plus marquée que celle des secteurs à l'arrière de l'allumeur (n°2 et n°4).

### 6.3.2 Analyse au niveau de la pression dans le dôme

Après avoir étudié l'influence du nombre de Weber imposé en entrée sur le remplissage et la vidange du dôme grâce à l'analyse de masse d'eau dans le dôme et des débits d'eau sortant, nous allons nous intéresser dans cette partie à la pression dans le dôme.

Les évolutions de la pression dans le dôme fournies par les données expérimentales  $P_{Exp}$ , les résultats de la simulation numérique à 122 injecteurs  $P_{Num}$  et le modèle 1D de perte de charge  $P_{Mod}$  (appliqué aux valeurs du débit d'eau sortant du calcul numérique à 122 injecteurs) sont représentées sur les Figures 6.6, E.4 et E.13 pour les trois cas. La Figure 6.16, quant à elle, regroupe l'évolution de la pression des simulations numériques des trois cas.

Le Tableau 6.10 synthétise les caractéristiques de la pression moyenne au palier et du pic de pression (précédant le palier) pour  $P_{Exp}$ ,  $P_{Num}$  et  $P_{Mod}$  dans les trois cas.

On constate que globalement la pression prédite par le modèle 1D de perte de charge à partir d'une donnée de la simulation numérique (le débit d'eau sortant) donne de très bon résultats dans les trois cas. En particulier, pour le cas à plus fort nombre de Weber  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , on a un écart relatif de 1% et un écart absolu de  $0,03 \times 10^5$  Pa au niveau de la pression au palier par rapport à la mesure expérimentale, tandis que l'on a un écart relatif de 11% et un écart absolu de  $0,39 \times 10^5$  Pa par rapport à la mesure expérimentale au niveau de la valeur du pic de pression.

Par ailleurs, on remarque que seul le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  ne présente pas de pic de pression avant le palier. Le pic de pression atteint, respectivement pour les cas  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , 19% et 30% d'après les données expérimentales, 53% et 47% d'après les résultats du calcul à 122 injecteurs et 34% et 18% d'après la prédiction du modèle 1D de perte de charge. Le pic de pression est plus marqué à fort nombre de Weber d'après les résultats expérimentaux, contrairement aux résultats donnés par la simulation numérique ou le modèle 1D de perte de charge.



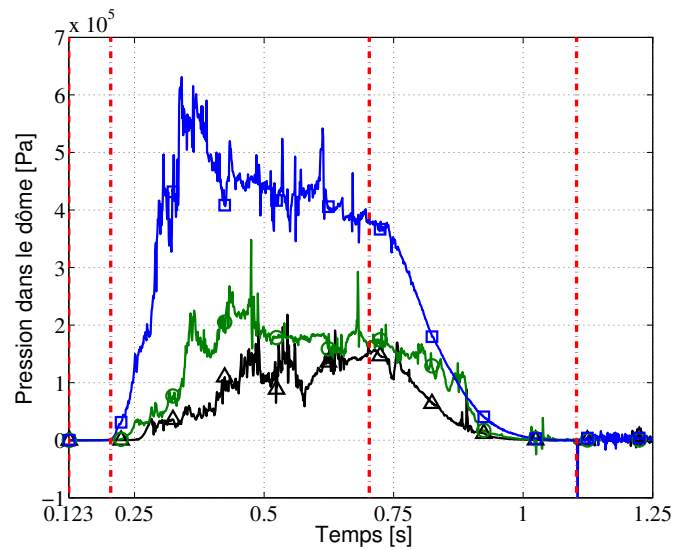


FIG. 6.16 : Influence du nombre de Weber sur l'évolution de la pression dans le dôme.  $\blacktriangle$  :  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $\text{---}\circ\text{---}$  :  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ,  $\text{---}\square\text{---}$  :  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

$We_{Ref}$	$4,72 \times 10^4$	$7,7 \times 10^4$	$2,3 \times 10^5$
Pression au palier [Pa]			
Expérimentale	$0,46 \times 10^5$	$0,92 \times 10^5$	$2,76 \times 10^5$
Calcul à 122 injecteurs	$1,29 \times 10^5$	$1,75 \times 10^5$	$4,29 \times 10^5$
Écart à l'expérience	180%	47%	55%
Modèle 1D de perte de charge	$0,61 \times 10^5$	$0,96 \times 10^5$	$2,73 \times 10^5$
Écart à l'expérience	33%	4%	1%
Pic de pression			
	Aucun	Faible	Assez marqué
Expérimentale	/	$1,13 \times 10^5$	$3,60 \times 10^5$
Écart au palier	/	19%	30%
Temps associé $t$ [s]	/	0,423	0,340
Temps recalé $t - t_R$ [s]	/	0,397	0,340
Calcul à 122 injecteurs	/	$2,68 \times 10^5$	$6,31 \times 10^5$
Écart au palier	/	53%	47%
Temps associé $t$ [s]	/	0,433	0,341
Temps recalé $t - t_R$ [s]	/	0,407	0,341
Modèle 1D	/	$1,29 \times 10^5$	$3,21 \times 10^5$
Écart au palier	/	34%	18%
Temps associé $t$ [s]	/	0,439	0,342
Temps recalé $t - t_R$ [s]	/	0,413	0,342

TAB. 6.10 : Pressions dans le dôme pour les trois cas de référence.

### 6.3.3 Analyse en sortie des injecteurs

Dans cette partie, nous allons étudier pour les trois cas considérés le mouillage des injecteurs ainsi que la répartition des débits, des vitesses, des surfaces d'air en sortie des 122 injecteurs, afin de comparer statistiquement l'écoulement sortant des injecteurs.

#### 6.3.3.a Étude du mouillage des injecteurs

Les Figures 6.9, E.5 et E.14 représentent respectivement l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés pour différents seuils de mouillage pour les cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $7,7 \times 10^4$  et  $2,3 \times 10^5$ . Excepté pour le seuil de mouillage à 1%, plus le nombre de Weber est important, plus l'instant du début de rampe d'injection (qui correspond au critère de mouillage  $b$ ) arrive rapidement. En ce qui concerne la pente de la rampe (qui correspond au critère de mouillage  $c$ ), on peut simplement conclure qu'elle semble plus forte dans le cas à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  que dans les autres cas.

À titre d'exemple, l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés est représentée sur la Figure 6.17 pour le seuil de mouillage 0,01%. D'après le Tableau 6.11 qui récapitule les caractéristiques du mouillage pour le seuil à 0,01%, on constate que plus le nombre de Weber est élevé, plus le début du mouillage des injecteurs et le début de la rampe de la pente d'injecteur arrive tôt. Par ailleurs, on remarque un décalage  $\Delta t_\chi$  entre ces deux instants :

- $\Delta t_\chi = 0,046$  s pour  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,
- $\Delta t_\chi = 0,035$  s pour  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ,
- $\Delta t_\chi = 0,064$  s pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

$We_{Ref}$	$4,72 \times 10^4$	$7,7 \times 10^4$	$2,3 \times 10^5$
Instant du début du mouillage $a$ [s]	0,221	0,194	0,150
Instant recalé du début du mouillage $a$ [s]	0,181	0,168	0,150
Instant du début de la rampe $b$ [s]	0,267	0,229	0,214
Instant recalé du début de la rampe $b$ [s]	0,227	0,203	0,214
Pente de la rampe $c$ [s <sup>-1</sup> ]	86,9	50,5	113,1

TAB. 6.11 : Caractéristiques du mouillage des injecteurs pour le seuil de mouillage 0,01%, pour les trois cas de référence.

La zone du début du mouillage est située au niveau de la même zone dans le secteur n°1, en amont de l'allumeur, quelque soit le nombre de Weber (TABS. 6.5, E.1 et E.3). Le Tableau 6.12 montre la localisation du premier injecteur mouillé pour le seuil de mouillage à 0,01%. On constate que la position du premier injecteur mouillé est identique pour les cas aux plus faibles nombres de Weber et diffère de deux couronnes d'injecteurs dans le cas à plus fort nombre de Weber (sauf pour le seuil de mouillage à 10%).

#### 6.3.3.b Étude statistique en sortie des injecteurs

Dans cette partie, nous allons comparer l'influence du nombre de Weber imposé en entrée à partir d'une analyse statistique de l'écoulement en sortie des injecteurs. Pour cela, nous allons nous référer aux Figures 6.12, 6.13 et 6.14 pour le cas à  $4,72 \times 10^4$ , aux Figures E.7, E.8 et E.9 pour le cas à  $7,7 \times 10^4$  et aux Figures E.16, E.17 et E.18 pour le cas à  $2,3 \times 10^5$ .

Si on considère les fonctions de distribution des débits d'eau sortant normalisés par le débit de référence de chaque cas, on constate que plus le nombre de Weber est élevé, plus la distribution est étroite. Le Tableau 6.13 illustre le cas à  $t_6 = 0,4$  s (phase où la vanne est pleinement

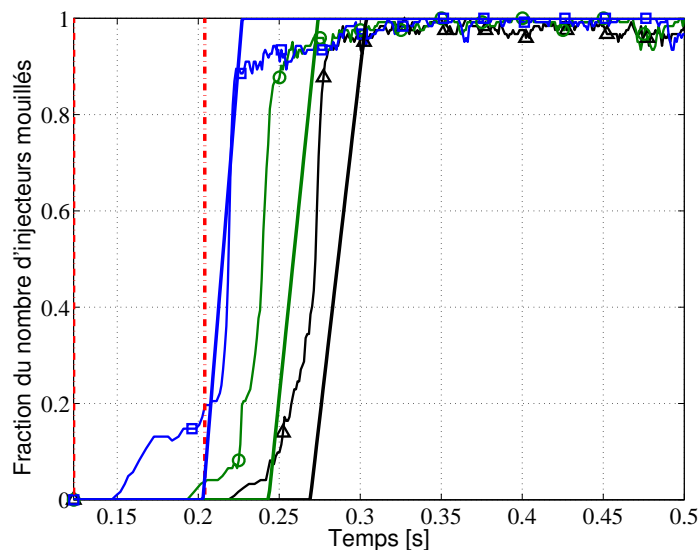
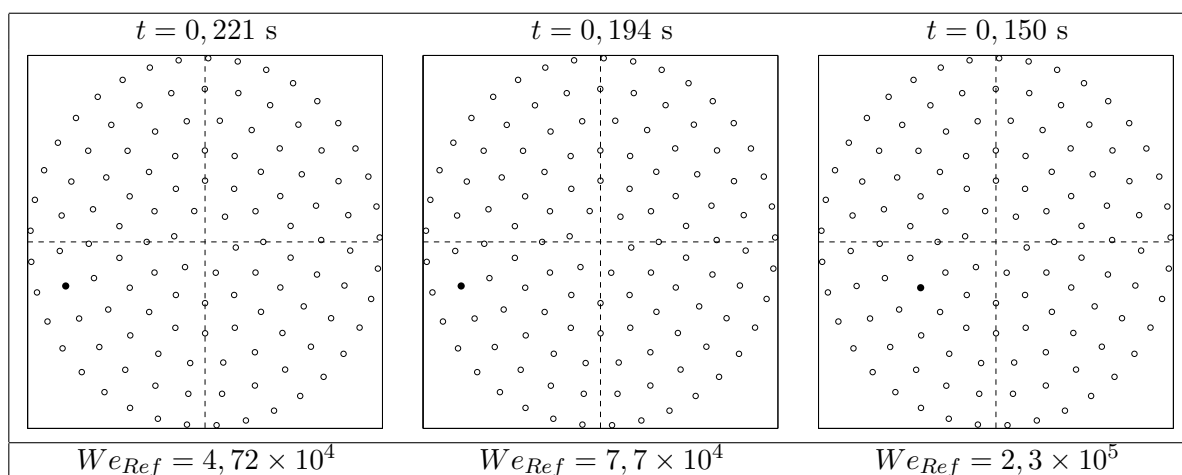


FIG. 6.17 : Influence du nombre de Weber sur l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  pour le seuil de mouillage à 0,01%.  $\blacktriangle$  :  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $\text{---}\circ\text{---}$  :  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ,  $\text{---}\square\text{---}$  :  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . Les lignes continues sans symbole représentent les lois de mouillage expérimentales associées.



TAB. 6.12 : Influence du nombre de Weber sur la position du premier injecteur mouillé, pour le seuil de mouillage à 0,01% (vue d'en dessous).

ouverte). Pour une fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  constante, plus le nombre de Weber est élevé, plus le débit d'eau sortant normalisé par  $Q_{Ref}^*$  est élevé.

	$We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$	$We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$	$We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$
$\chi = 0,2$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,22Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,35Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,62Q_{Ref}^*$
$\chi = 0,5$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,42Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,65Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,82Q_{Ref}^*$
$\chi = 0,8$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,58Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,80Q_{Ref}^*$	$Q_{Eau}^{(n)} \leq 0,95Q_{Ref}^*$

TAB. 6.13 : Valeurs de  $Q_{Eau}^{(n)}$  à  $t_6 = 0,4$  s, pour les différents nombres de Weber imposés en entrée.

Si l'on considère le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  normalisé par le débit médian  $Q_{50}^*$  de chaque cas, on constate également que plus le nombre de Weber est élevé, plus la distribution est étroite. Les fonctions de distribution du débit d'air normalisé par le débit  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$  montrent que plus le nombre de Weber est élevé, plus le débit d'air entrant et sortant est important. L'analyse des fonctions de distribution de la surface d'air normalisée par la surface d'un injecteur montre que la distribution est d'autant plus étroite que le nombre de Weber imposé en entrée est grand. La transition de l'écoulement diphasique hétérogène à un écoulement homogène (où les injecteurs débitent tous de la même façon) est ainsi plus rapide pour  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  : à partir de  $t_7 = 0,5$  s, l'écoulement est majoritairement liquide avec seulement 10% d'air en surface de sortie pour au moins 90% des injecteurs.

En résumé, on observe que toutes ces fonctions de distribution évoluent de façon monotone avec le nombre de Weber.

La distribution de corrélation entre  $Q_{Eau}^{(n)}$  et  $V_{Eau}^{(n)}$  confirme ces résultats. Il n'y a pas de grandes différences entre les deux plus faibles nombres de Weber ( $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ ). En revanche, d'après la distribution de corrélation pour le nombre de Weber le plus élevé  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , une tendance nette se dégage : l'écoulement est monophasique à partir de  $t_7 = 0,5$  s.

### 6.3.4 Conclusion

Le nombre de Weber imposé en entrée de la canne a une influence majeure au niveau de la pente de la rampe d'injection du débit sortant. Plus le nombre de Weber est élevé, plus la pente est raide et plus le début de l'injection d'eau par les injecteurs arrive tôt. Cette tendance macroscopique se retrouve également localement au niveau du mouillage des injecteurs qui arrive d'autant plus tôt que le nombre de Weber imposé est élevé.

On constate que globalement la pression prédite par le modèle de perte de charge à partir du débit d'eau sortant fourni par la simulation numérique est en bon accord avec la pression de la mesure expérimentale, dans les trois cas. L'étude de la pression dans le dôme montre que seul le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  ne présente pas de pic de pression avant le palier. Contrairement aux données expérimentales, ce pic de pression est plus marqué pour les résultats donnés par la simulation numérique ou le modèle 1D de perte de charge.

L'étude statistique menée en sortie des injecteurs révèle un comportement assez similaire entre les deux plus faibles nombres de Weber. Les résultats de la simulation pour le nombre de Weber le plus élevé à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  montrent très nettement que l'écoulement en sortie est liquide à partir de 0,5 s contrairement aux deux autres cas.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté trois cas correspondant aux cas expérimentaux du LEGI à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , en nous plaçant dans les mêmes configurations expérimentales.

Grâce aux outils de comparaison et d'analyse mis en place, nous avons d'abord étudié en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . Cette analyse révèle que l'alimentation des injecteurs n'est pas uniforme : la couronne d'injecteurs la plus interne est plus alimentée en eau que les autres. De plus, les injecteurs placés en amont de l'allumeur sont également plus alimentés.

Nous avons détecté à la fin du Chapitre 3 une surestimation de la pression de la simulation numérique par rapport aux données expérimentales, dont la majeure partie est liée au manque de raffinement du maillage. Cependant le modèle 1D de perte de charge, mis en place au Chapitre 4, qui s'affranchit des erreurs numériques, permet d'accéder aux informations qui nous intéressent dans la configuration des expériences du LEGI : soit le débit d'eau sortant à partir de la pression mesurée expérimentalement, soit la pression dans le dôme à partir du débit d'eau de la simulation numérique. L'étude du mouillage des injecteurs a montré un bon accord entre l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  donnée par les résultats de la simulation numérique et ceux du modèle 0D du LEGI. Grâce aux données de la simulation numérique, nous avons étudié dynamiquement cette fraction du nombre d'injecteurs mouillés en fonction du seuil de mouillage numérique choisi. Quel que soit le seuil choisi, les premiers injecteurs mouillés sont localisés dans le secteur n°1 de la plaque d'injection, juste en sortie de la canne d'alimentation, en amont de l'allumeur. Par ailleurs, une étude statistique a permis d'étoffer notre analyse, afin de mieux caractériser l'écoulement en sortie des injecteurs. Cette analyse révèle qu'après une phase jusqu'à 0,25 s où de l'air sort majoritairement par les injecteurs, les injecteurs débitent ensuite à la fois de l'air et de l'eau avec une répartition de débits très hétérogène. À partir de 0,7 s, l'écoulement en sortie des injecteurs devient quasiment monophasique : les injecteurs finissent par ne débiter presque que de l'eau.

À partir de l'analyse menée sur les trois nombres de Weber, nous pouvons dégager quelques tendances qui synthétisent l'influence du nombre de Weber sur l'écoulement étudié.

- Le temps de latence entre le début de l'ouverture effective de la vanne et le début de l'injection d'eau en sortie des injecteurs diminue avec le nombre de Weber.
- Le débit d'eau en sortie des injecteurs est d'autant plus fort que le nombre de Weber est élevé.
- Le taux maximal de remplissage du dôme à l'état stationnaire augmente avec le nombre de Weber.
- Le pic de pression avant le palier n'est présent que pour les nombres de Weber élevés.
- Le régime d'écoulement monophasique en sortie des injecteurs est atteint beaucoup plus rapidement et apparaît clairement marqué aux forts nombres de Weber.
- La couronne d'injecteurs la plus intérieure est la plus alimentée, quelque soit le nombre de Weber. On peut envisager que durant le remplissage du dôme, l'eau vient majoritairement taper contre l'allumeur central et en fait le tour, avant de ressortir par les injecteurs.
- Le début du mouillage est localisé dans la même zone, juste en sortie de la canne d'alimentation au niveau du secteur n°1 (voir Figure 6.4 (b)), quelque soit le nombre de Weber. On peut supposer qu'au début du remplissage quand l'eau commence à pénétrer dans le dôme rempli d'air, les premiers injecteurs à être mouillés sont en sortie de la canne, du fait de l'inertie de l'eau.

Le nombre de Weber correspond au rapport des forces d'inertie et de la tension superficielle.

Mais les effets du nombre de Weber que nous venons de décrire semblent surtout liés au débit d'entrée de l'eau. Si on fait une analyse, les propriétés physiques du fluide jouent au niveau de la zone de mélange diphasique. Elles ont donc un impact sur la taille des inclusions, sur l'interface liquide / gaz et donc sur la loi de traînée. Par conséquent la question est la suivante : quel est l'effet des propriétés physiques du fluide sur la loi de traînée ? Cependant un problème se pose : nous ne sommes pas sûrs de la loi de traînée utilisée et surtout du choix du diamètre des inclusions retenu.



# Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre général des études visant à la fiabilisation du nouveau moteur cryogénique Vinci de l'Étage Supérieur Cryogénique du lanceur Ariane 5. Comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre 1, ce moteur présente la particularité d'être plusieurs fois réallumable en vol afin de déposer des satellites sur différentes orbites au cours de ses missions. Cette nouvelle fonction nécessite donc de maîtriser les phases de rallumage dans les conditions spatiales. Or les conditions de vol (microgravité, vide, température de l'ordre de quelques degrés Kelvin) sont telles qu'il est impossible de les reproduire de façon représentative au cours d'essais au sol pour qualifier le moteur Vinci. Pour fiabiliser les phases de rallumage en vol, il est donc nécessaire d'appréhender ces phases par la modélisation et la simulation numérique, en analysant le comportement transitoire du remplissage du dôme d'alimentation en oxygène du moteur Vinci.

Afin de mieux comprendre et de mieux prédire le remplissage du dôme d'alimentation, des expériences ont été menées au LEGI aux temps longs (c'est-à-dire sans vaporisation flash du liquide entrant). Cette maquette expérimentale est constituée d'un dôme, d'une canne d'alimentation en amont du dôme et d'un allumeur au centre de ce dôme qui est prolongé par une plaque d'injection constituée de 122 injecteurs. En entrée de la canne d'alimentation se trouve une vanne à boisseau qui contrôle l'injection liquide en entrée de la canne.

Le but de ces travaux de thèse est de démontrer la faisabilité d'un calcul 3D instationnaire diphasique du remplissage du dôme oxygène du moteur-fusée Vinci avec le code industriel NEPTUNE\_CFD, en prenant en compte la géométrie réelle, les phénomènes physiques prépondérants et en se plaçant dans les mêmes conditions expérimentales :

- avec des fluides de similitude, de l'eau (fluide de remplissage) et de l'air (fluide remplissant initialement la cavité),
- à froid, les parois du dôme n'étant pas chauffées et les deux fluides étant à la même température (c'est-à-dire sans transfert de masse et de chaleur),
- avec une vanne à boisseau qui s'ouvre complètement de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  pour injecter l'eau en entrée de la canne d'alimentation,
- sans gaz de balayage.

Pour chaque essai, la cavité est initialement à pression atmosphérique et les expériences sont soumises à la gravité terrestre.

Pour comparer au mieux les résultats des simulations numériques avec les données expérimentales, le traitement de la condition à la limite en entrée a requis un travail bien spécifique pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau. L'objectif était de prendre en compte le même débit d'eau à travers la même surface d'ouverture de la canne d'alimentation que dans les expériences, en se plaçant dans la direction d'injection la plus proche de la configuration expérimentale. La comparaison des prédictions avec les résultats expérimentaux a été réalisée afin d'évaluer la capacité du code à prédire l'écoulement à l'aide des modèles de fermeture disponibles. Au préalable, plusieurs études de sensibilité ont été menées sur les modèles de fermeture pour estimer leur influence sur les résultats des simulations.

Après avoir exposé les différentes méthodes envisageables pour modéliser les écoulements



hydrodynamiques liquide / gaz instationnaires, nous avons donné dans le Chapitre 2 une présentation générale du code de calcul retenu pour cette étude : NEPTUNE\_CFD. Nous avons ensuite détaillé les équations de conservation simplifiées, telles qu'elles sont disponibles dans la version V1.08, pour le cas qui nous intéresse sans transfert de masse et de chaleur. Nous avons également exposé les modèles de fermeture (au niveau de la turbulence et de la force de traînée) sélectionnés pour modéliser les écoulements liquide / gaz instationnaires, ainsi que la loi de paroi retenue pour nos études.

Nous avons ensuite présenté dans le Chapitre 3 une configuration à quatre injecteurs pour simplifier dans un premier temps la géométrie du problème, régulariser le maillage, sans avoir besoin de modéliser l'ouverture de la vanne

Il faut insister sur le fait qu'au cours des études menées, nous avons rencontré des difficultés numériques importantes avec des problèmes de stabilité et de convergence du code, tout particulièrement dans la configuration complexe à 122 injecteurs. Une façon de le résoudre a été d'une part de limiter le pas de temps minimal de la simulation à  $10^{-5}$  s car la pression est mal résolue aux petits pas de temps, et d'autre part d'imposer une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  en sortie de chaque injecteur. À l'origine, le but de cette perte de charge était de modéliser la convergence brusque quand l'écoulement re-entre par les injecteurs, afin de stabiliser les calculs. L'ajout de cette perte de charge n'a pas d'impact qualitatif sur nos résultats. Cependant, une analyse préliminaire du cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  a révélé une surestimation de la pression par rapport à la pression expérimentale au niveau de la pression dans le dôme.

Des études ont donc été menées sur un injecteur isolé au Chapitre 4. Des cas-test avec et sans chambre en aval de l'injecteur ont mis en évidence qu'il n'est pas correct de modéliser la présence de la chambre par une perte de charge singulière  $\Delta P_S$  imposée en sortie de chaque injecteur, lorsque l'écoulement est sortant. Des analyses ont montré que l'impact de la perte de charge singulière  $\Delta P_S$  était de 30% dans la surestimation de la pression dans le dôme. Une étude de convergence en maillage sur un ensemble constitué d'un injecteur, muni d'un dôme en amont a mis en évidence que la majeure partie de la surestimation de la pression dans la simulation numérique est en fait liée au manque de raffinement du maillage. Un minimum de 300 000 000 hexaèdres serait requis pour mailler correctement le domaine complet. Étant donné les limites actuelles des ressources de calcul, ceci est impossible à mettre en œuvre. C'est pourquoi les simulations numériques de la configuration complète ont été menées sur un maillage « grossier ».

Dans le Chapitre 5, nous avons présenté diverses études de sensibilité aux paramètres de modélisation ainsi qu'aux modèles de turbulence ou de traînée, afin de mesurer l'impact de ces choix et de sélectionner en conséquence les paramètres et les modèles les mieux adaptés à nos configurations.

Suite aux études menées, nous avons montré que le choix de l'angle d'injection  $\alpha_{Num}$  pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau avait une faible influence sur nos résultats :  $\alpha_{Num}$  n'est donc pas un paramètre déterminant. En conséquence, nous avons choisi de prendre pour nos simulations de référence :  $\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta'$  avec  $\theta' = \theta + \gamma = \theta + \arctan^{-1} \left( \frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)} \right)$ , pour que l'injection d'eau soit normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne au cours du temps. Cette option correspond à la direction d'injection la plus proche de la configuration expérimentale.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence du modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  et à celle du modèle de traînée en comparant deux modèles : le modèle de Simmer et le modèle LIM. Le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  ainsi que l'intensité turbulente imposée en entrée de la vanne ont très peu d'influence sur le débit d'eau sortant, la masse d'eau dans le dôme ou la pression. L'impact du modèle de turbulence est de second ordre sur nos résultats. Même si le rôle de la viscosité

turbulente est faible, supprimer le modèle de turbulence sur les deux phases n'aurait pas de sens physique. Par ailleurs, si le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  n'est imposé que sur la phase liquide, le calcul est mal initialisé quand seul l'air est présent dans le dôme. C'est pourquoi, nous avons pris le parti de modéliser la turbulence de nos écoulements, en optant pour un modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  sur les deux phases et en imposant en entrée de la canne une intensité turbulente  $I_u$  moyenne à 5%.

En revanche, le modèle de traînée a un impact majeur aussi bien globalement que localement sur nos résultats. Le modèle de Simmer s'est montré en meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Ce modèle de traînée a donc été retenu pour nos simulations de référence. Par ailleurs, il faut mentionner que le modèle de Simmer est très sensible au choix de son paramètre  $d_i$  qui représente le diamètre des inclusions. Dans notre configuration, un diamètre d'inclusion  $d_i$  à  $10^{-3}$  m semble être le meilleur compromis, au vu des résultats expérimentaux. Toutefois, le choix de ce diamètre n'est pas universel. Il soulève de véritables questionnements au niveau de son sens physique et vis-à-vis de sa dépendance aux points de fonctionnement du système et aux fluides considérés. Le choix de ce diamètre peut-il être généralisé à des écoulements autres que eau / air pour des points de fonctionnement différents ?

Dans le Chapitre 6, nous avons étudié en détail le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  et comparé les résultats de la simulation numérique avec les données expérimentales fournies, grâce aux outils de comparaison et d'analyse mis en place. Cette analyse révèle que l'alimentation des injecteurs n'est pas uniforme : la couronne d'injecteurs la plus interne est plus alimentée en eau que les autres. D'autre part, les injecteurs placés en amont de l'allumeur sont également davantage alimentés. Le modèle 1D de perte de charge, mis en place au Chapitre 4, qui s'affranchit des erreurs numériques, permet d'accéder aux informations qui nous intéressent dans la configuration des expériences du LEGI : soit le débit d'eau sortant à partir de la pression mesurée expérimentalement, soit la pression dans le dôme à partir du débit d'eau de la simulation numérique. L'étude du mouillage des injecteurs a montré un bon accord entre l'évolution de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$  donnée par les résultats de la simulation numérique et ceux du modèle 0D du LEGI.

Par ailleurs, une étude statistique a permis d'étoffer notre analyse, afin de mieux caractériser l'écoulement en sortie des injecteurs. Cette analyse a révélé qu'après une phase où les injecteurs ne débitent que de l'air jusqu'à 0,25 s, les injecteurs débitent à la fois de l'air et de l'eau avec une répartition très hétérogène. À partir de 0,7 s, l'écoulement en sortie des injecteurs devient quasiment monophasique : les injecteur finissent par ne débiter presque que de l'eau.

Afin de comparer l'impact du nombre de Weber imposé en entrée de la canne, trois cas de simulation à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ ,  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  ont été menés, en se plaçant toujours dans les configurations des essais expérimentaux du LEGI correspondant. Le nombre de Weber imposé en entrée de la canne a une influence majeure au niveau de la pente de la rampe d'injection du débit sortant. Plus le nombre de Weber est élevé, plus la pente est raide et plus le début de l'injection d'eau par les injecteurs arrive rapidement. Cette tendance macroscopique se retrouve également localement au niveau du mouillage des injecteurs qui arrive d'autant plus tôt que le nombre de Weber imposé est élevé.

On constate que globalement la pression prédite par le modèle de perte de charge à partir du débit d'eau sortant fourni par la simulation numérique donne de très bon résultats dans les trois cas. L'étude de la pression dans le dôme montre que seul le cas à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  ne présente pas de pic de pression avant le palier de pression. Contrairement aux données expérimentales, ce pic de pression est plus marqué pour les résultats donnés par la simulation numérique ou le modèle 1D de perte de charge.

L'étude statistique menée en sortie des injecteurs révèle un comportement assez similaire entre les deux plus faibles nombres de Weber. Les résultats de la simulation pour le nombre de Weber

le plus élevé à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  montrent très nettement que l'écoulement en sortie est liquide à partir de 0,5 s contrairement aux deux autres cas.

Nous avons rencontré des difficultés d'ordre numérique importantes au cours des études menées dans le cadre de ces travaux de thèse. En ce qui concerne les perspectives de ces travaux de recherche, il serait donc nécessaire en premier lieu d'augmenter la robustesse du code. En particulier, il faudrait que les calculs soient suffisamment stables pour prendre en compte la compressibilité du gaz. Cette amélioration du code permettrait de se placer dans la configuration réelle de fonctionnement du moteur cryotechnique Vinci, où les transferts de masse et de chaleur devront être pris en compte.

D'autre part, afin d'obtenir des résultats de meilleure précision, il serait utile d'augmenter le niveau de raffinement du maillage (au niveau de la zone d'entrée des injecteurs), tout en restant dans les limites des ressources de calcul. En effet, l'étude menée sur un injecteur isolé nous a permis de déterminer que le niveau de raffinement nécessaire dans la configuration complète à 122 injecteurs exigerait idéalement 300 000 000 hexaèdres, ce qui est impossible à mettre en œuvre actuellement.

De plus, concernant le maillage de la configuration à 122 injecteurs, un piquage au niveau de la canne d'alimentation devrait être conçu, pour pouvoir prendre en compte l'injection du gaz de balayage dans les futures simulations numériques. Cette évolution du maillage donnerait l'opportunité de comparer les résultats des simulations numériques aux expériences menées au LEGI avec de l'eau et de l'air, sans transfert de masse et de chaleur et avec gaz de balayage.

Comme nous l'avons souligné, imposer le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  à la fois sur l'eau et l'air n'a pas de sens dans les zones pleinement diphasiques. Bien que nous ayons constaté que la modélisation de la turbulence ne soit pas déterminante dans nos applications, il serait intéressant de mettre en œuvre un modèle de turbulence plus sophistiqué dans les zones du domaine où le mélange est fortement diphasique et destructuré, et donc dans les zones où le couplage de la turbulence est important.

Enfin, l'étape suivante serait de prendre en compte les transferts de masse et de chaleur dans les simulations numériques du remplissage du dôme d'alimentation, en appliquant les choix de modélisation retenus au cours de ces travaux. Il faudrait d'abord comparer les résultats de la simulation numérique à ceux des expériences du LEGI menées avec d'autres fluides de similitude : le FC-72 en remplacement de l'oxygène liquide ainsi que de l'hélium pour le gaz de balayage. Cette première étape permettrait de travailler dans des conditions de similitude pour appréhender les transferts thermiques, avant de considérer le cas de la configuration réelle du remplissage du dôme LOX du moteur Vinci avec de l'oxygène et de l'hélium gazeux.

Dans le cadre du programme de recherche « Étude du remplissage de la cavité d'injection », nous avons ainsi essayé de nous rapprocher des conditions de vol d'un moteur de fusée, en examinant l'influence de la gravité sur nos écoulements. Les résultats de cette étude, présentés en Annexe C (à la section C.6), montrent que la gravité a très peu d'influence pendant la première phase du remplissage du dôme : les effets de l'inertie prédominent sur les effets de la tension de surface. Cependant, lors de la phase de vidange du dôme, la gravité joue un rôle nettement plus marqué : contrairement à ce que l'on pourrait envisager, le débit d'eau sortant est plus élevé et la vidange du dôme est beaucoup plus rapide sans gravité. Par ailleurs, les fluctuations du débit d'eau sortant et de la pression dans le dôme sont plus fréquentes et plus intenses.

## Annexe A

# Équations générales dans NEPTUNE\_CFD avec transfert de masse et de chaleur

Initialement, ce travail de thèse prévoyait de traiter le cas réel du remplissage du dôme Vinci avec les ergols LOX et LH<sub>2</sub>, en tenant compte des transferts thermiques et massiques. Pour des raisons de temps, cette partie du travail n'a pas pu être effectuée. Nous allons cependant présenter dans cette annexe les équations du code NEPTUNE\_CFD, telles qu'elles sont disponibles dans la version V1.08, dans la configuration avec transfert de masse et de chaleur. Cette annexe s'appuie largement sur les manuels théoriques de NEPTUNE\_CFD fournis par EDF R&D [50, 26].

### A.1 Équations de conservation

L'évolution des grandeurs locales de l'écoulement est régie par les équations de conservation locales moyennées :

- conservation de la masse,
- conservation de la quantité de mouvement,
- conservation de l'énergie (premier principe de la thermodynamique).

#### A.1.1 Équations de conservation de la masse

L'équation de conservation locale de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) = \Gamma_k, \quad (\text{A.1})$$

avec :

- $\alpha_k = \langle \chi_k \rangle$  est la fraction volumique de la phase  $k$ ,
- $\rho_k$  est la masse volumique de la phase  $k$ ,
- $U_{k,i}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse locale moyenne de la phase  $k$ ,
- $\Gamma_k$  est le taux de transfert interfacial de masse à la phase  $k$  :

$$\Gamma_k = \sum_{p \neq k} \Gamma_{p \rightarrow k}^c + \Gamma_{w \rightarrow k}^{nuc}, \quad (\text{A.2})$$

qui est la somme de la contribution du transfert interfacial de masse au cœur de l'écoulement de la phase  $p$  vers la phase  $k$  :  $\sum_{p \neq k} \Gamma_{p \rightarrow k}^c$  et de la contribution du transfert de masse par ébullition nucléée de la paroi vers la phase  $k$  :  $\Gamma_{w \rightarrow k}^{nuc}$ .

La conservation de la masse et du volume conduit aux relations suivantes :  $\sum_k \alpha_k = 0$  et  $\sum_k \Gamma_k = 0$ .

### A.1.2 Équations de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation locale de la quantité de mouvement s'écrit sous forme semi-conservative (toutes les contributions sont sous forme conservative, excepté le gradient de pression) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k U_{k,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,i} U_{k,j}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \tau_{k,ij} + \Sigma_{k,ij}^{Re}) - \alpha_k \frac{\partial P}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k g_i + \sum_{p \neq k} I_{(p \rightarrow k),i} + \alpha_k S_{k,i}^{Ext}, \quad (\text{A.3})$$

avec :

- $P$  est la pression moyenne.
- $g_i$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de l'accélération due à la gravité.
- $\tau_{k,ij} = \mu_k \left( \frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \text{div}(U_k) \delta_{ij} \right)$  est la  $(i,j)^{\text{ème}}$  composante du tenseur des contraintes visqueuses de la phase  $k$ .
- $\mu_k$  la viscosité dynamique.
- $\Sigma_{k,ij}^{Re} = -\alpha_k \rho_k \left\langle u'_{k,i} u'_{k,j} \right\rangle_k$  est la  $(i,j)^{\text{ème}}$  composante du tenseur des contraintes turbulentes.
- $S_{k,i}^{Ext}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante d'un terme source externe.
- $I_{(p \rightarrow k),i} = I'_{(p \rightarrow k),i} + \Gamma_k U_{pk,i}^{\sigma}$  représente la  $i^{\text{ème}}$  composante du transfert de quantité de mouvement moyenné de la phase  $p$  vers la phase  $k$ , qui comprend le transfert de masse, la force de traînée, la force de masse ajoutée, la force de portance... Il vérifie  $I_{(p \rightarrow k),i} + I_{(k \rightarrow p),i} = 0$ .
- $U_{pk,i}^{\sigma}$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse interfaciale entre les phases  $p$  et  $k$ .
- $I'_{(p \rightarrow k),i}$  représente la  $i^{\text{ème}}$  composante du transfert interfacial de quantité de mouvement privé de la contribution du transfert de masse et vérifie :  $I'_{(p \rightarrow k),i} + I'_{(k \rightarrow p),i} = 0$ .

### A.1.3 Équations de conservation de l'énergie

Les équations de l'énergie sont considérées pour la variable enthalpie totale (volumique) qui vaut :

$$H_k = e_k + \frac{1}{2} u_k^2 + \frac{P}{\rho_k}.$$

L'équation de conservation locale de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k H_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k H_k U_{k,j}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k U_{k,i} \tau_{k,ij}) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k j_{k,j}) + \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha_k \rho_k g_i U_{k,i} + \Pi_k + \varphi_{wall \rightarrow k} + \sum_{p \neq k} I'_{(p \rightarrow k),i} U_{k,i}, \quad (\text{A.4})$$

avec :

- $q_k = -\lambda_k \nabla T_k$ , où  $\lambda_k$  est la conductivité thermique comprenant à la fois la contribution moléculaire et la contribution turbulente.
- $\varphi_{wall \rightarrow k}$  représente l'échange de chaleur avec les frontières, il est décrit par le modèle d'ébullition nucléée. Il prend en compte la création de bulles et vérifie :  $\sum_{k=1}^{N_{Phase}} \varphi_{(wall \rightarrow k)} = \varphi_{wall}$ , où  $\varphi_{wall}$  est le flux total imposé.

- $\Pi_k = \sum_{p \neq k} \Pi_{p \rightarrow k}$  est le transfert de chaleur interfacial, somme du transfert interfacial entre les phases  $p$  et  $k$ , avec  $\Pi_{p \rightarrow k} + \Pi_{k \rightarrow p} = 0$ .

Il faut noter que, d'après le manuel théorique de NEPTUNE\_CFD, les termes  $\frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k U_{k,j} \tau_{k,ij})$ ,  $\alpha_k \rho_k g_i U_{k,i}$  et  $\sum_{p \neq k} I'_{(p \rightarrow k),i} U_{k,i}$  ne sont pas pris en compte dans le code, mais peuvent être codés si nécessaire. En général, le terme visqueux est négligeable dans l'équation de conservation locale de l'énergie moyennée.

## A.2 Lois de fermeture

Au terme du passage à la moyenne des équations de conservation locales instantanées, le système diphasique possède six inconnues principales :

- la fraction volumique  $\alpha_k$  de la phase  $k$ ,
- la pression moyenne  $P$ ,
- la vitesse moyenne  $U_k$  de la phase  $k$ ,
- l'enthalpie totale moyenne  $H_k$  de la phase  $k$ .

À ces variables s'ajoutent deux variables calculées à partir de lois ou de tables thermodynamiques :

- la masse volumique  $\rho_k$  de la phase  $k$ ,
- la température moyenne  $T_k$  de la phase  $k$ .

Plusieurs termes issus du passage à la moyenne temporelle des équations de conservation locales instantanées doivent être modélisés dans NEPTUNE\_CFD afin de résoudre les équations :

- le terme interfacial de transfert de masse  $\Gamma_k$ ,
- le terme de transfert d'enthalpie  $\Pi_k$ ,
- la densité de flux de chaleur  $q_k$ ,
- le tenseur des contraintes turbulentes  $\Sigma_{k,ij}^{Re}$ ,
- le terme interfacial de transfert de quantité de mouvement  $I'_{(p \rightarrow k),i}$ .

### A.2.1 Transfert interfacial de masse et chaleur

Les conditions initiales de température et de pression dans le dôme conduisent au flashing de l'oxygène liquide entrant dans le dôme, ainsi qu'à son évaporation par contact avec l'hélium gazeux plus chaud ou par ébullition nucléée au niveau de la paroi.

Jusqu'à présent, les simulations effectuées sous NEPTUNE\_CFD sont sans transfert de masse et de chaleur, mais il sera nécessaire plus tard de prendre en compte les transferts de masse et de chaleur qui ont lieu au cœur de l'écoulement et au niveau des parois.

Le flashing ne sera pas traité. En effet, les modèles disponibles actuellement dans NEPTUNE\_CFD pour traiter le flashing sont spécifiquement adaptés aux écoulements eau-vapeur dans les applications d'EDF et sont donc complètement inadaptés au problème étudié. Nous allons présenter les deux modèles de transfert de masse et de chaleur dans cette section.

#### A.2.1.a Transfert interfacial de masse et chaleur au cœur de l'écoulement

##### *Cas général*

Dans le transfert d'enthalpie  $\Pi_{p \rightarrow k}$  de la phase  $p$  vers la phase  $k$  :

$$\Pi_{p \rightarrow k} = \Gamma_{p \rightarrow k}^c H_{p \rightarrow k}^\sigma + \Pi'_{p \rightarrow k}, \quad (\text{A.5})$$

le premier terme représente la contribution du transfert d'enthalpie liée au transfert de masse de la phase  $p$  vers la phase  $k$ , tandis que le second terme représente le transfert d'enthalpie par diffusion.

Afin de vérifier cette relation, deux choix sont possibles.

- Si le saut d'enthalpie à l'interface est le même pour les deux phases, on a :

$$H_{p \rightarrow k}^\sigma = H_{k \rightarrow p}^\sigma = H^\sigma, \quad (\text{A.6})$$

ce qui conduit à vérifier la relation suivante :  $\Pi'_{p \rightarrow k} + \Pi'_{k \rightarrow p} = 0$ .

- Si on peut dissocier le saut d'enthalpie du transfert d'enthalpie par diffusion, on peut noter qu'à partir de  $\Pi_{p \rightarrow k} = -\Pi_{k \rightarrow p}$ , la relation suivante est vérifiée entre les transferts de masse et de chaleur :

$$\Gamma_{p \rightarrow k}^c = -\frac{\Pi'_{p \rightarrow k} + \Pi'_{k \rightarrow p}}{H_{p \rightarrow k}^\sigma - H_{k \rightarrow p}^\sigma} \quad (\text{A.7})$$

Cette dernière hypothèse est adoptée pour les écoulements diphasiques bouillants. Elle correspond au modèle de transfert Eau-Vapeur développé par EDF [50] que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

### Modèle de transfert Eau-Vapeur

Dans cette partie, nous faisons l'hypothèse d'un écoulement diphasique liquide-vapeur, où l'indice «  $l$  » fait référence à la phase liquide et l'indice «  $g$  » à la phase gazeuse. Dans ce modèle, les transferts de masse sont directement couplés aux transferts de chaleur.

La relation entre les transferts interfaciaux de masse et de chaleur devient donc :

$$\Gamma_g^c = -\frac{\Pi'_g + \Pi'_l}{H_g^\sigma - H_l^\sigma} \quad (\text{A.8})$$

Parmi les modèles disponibles dans le module eau-vapeur de NEPTUNE\_CFD, le modèle de Hugues-Duffey pour la phase liquide et le modèle de retour à la saturation pour la phase gazeuse paraît adapté à notre cas.

Le modèle de Hugues-Duffey [37] a été écrit au départ pour la condensation dans un écoulement stratifié :

$$\Pi'_l = |\nabla \alpha_l| \frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho_l C_{p,l} \mathcal{D}_l^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_l}{\nu_l} \right)^{1/4} (T_{sat} - T_l), \quad (\text{A.9})$$

où  $C_p$  est la capacité thermique à pression constante,  $\mathcal{D}_l$  est la diffusivité thermique,  $\varepsilon_l$  la dissipation turbulente et  $T_{sat}$  la température de saturation.

Dans ce modèle, il est considéré que le transfert à l'interface est contrôlé par diffusion moléculaire dans le liquide. Les propriétés à l'interface sont considérées égales aux propriétés à l'intérieur du film liquide, car le liquide à l'interface est renouvelé par la turbulence, avec un temps caractéristique  $(\nu_l/\varepsilon_l)^{1/2}$ .

Le modèle de retour à la saturation pour la phase gazeuse est le suivant :

$$\Pi'_g = f(\alpha_l, \alpha_g) \rho_g C_{p,g} \frac{T_{sat} - T_g}{\tau_{sat}}, \quad (\text{A.10})$$

où  $\tau_{sat}$  est une constante de temps caractéristique du retour à la saturation et  $f(\alpha_l, \alpha_g)$  est une fonction égale soit à  $\alpha_l$ , soit à  $\alpha_g$ , soit à  $\alpha_l \alpha_g$ .

Les termes de transfert moyen d'énergie entre les phases sont écrits en supposant vérifiés indépendamment les conditions de bilan aux interfaces sur le transfert de chaleur par convection-diffusion,  $\Pi'_g = -\Pi'_l$ , et sur le transfert d'enthalpie lié au transfert de matière,  $\Gamma_g H^\sigma = -\Gamma_l H^\sigma$ , où  $H^\sigma$  représente l'enthalpie moyenne de la matière qui traverse l'interface. Cette approche a été utilisée dans le logiciel NEPTUNE\_CFD par exemple pour la modélisation de l'évaporation de gouttes [73] où  $H^\sigma$  est pris égal à l'enthalpie de la vapeur à la température du liquide, ou pour la fluoration de l'Uranium en lit fluidisé [42].

Le formalisme du module Eau-Vapeur présente l'avantage d'assurer que le couplage entre les transferts thermique et massique est implanté de façon correcte.

### A.2.1.b Modèle d'ébullition nucléée

Le transfert de chaleur pariétal est un aspect essentiel de la simulation du remplissage du dôme. En effet, le transfert thermique pariétal provoque une ébullition nucléée du liquide [77, 60]. Le modèle d'ébullition nucléée est activé avec le module Eau-Vapeur. Il permet de prendre en compte le terme de transfert de chaleur vers la phase  $k$  par ébullition nucléée pariétale  $\Gamma_{(w \rightarrow k)}^{nuc}$  qui est calculé à proximité des parois chaudes et vérifie :

- $\Gamma_{(w \rightarrow l)}^{nuc} + \Gamma_{(w \rightarrow g)}^{nuc} = 0$ ,
- $\Gamma_{(w \rightarrow g)}^{nuc} \geq 0$ , car la vapeur est produite par nucléation.

Ce modèle comprend deux étapes :

- la condition de démarrage de l'ébullition,
- le calcul du flux de chaleur.

#### *Condition de démarrage de l'ébullition*

Le point de démarrage de l'ébullition en convection forcée est déterminé à partir du critère de Hsu [36]. Selon ce critère, une bulle se développera à partir d'un embryon de vapeur occupant une cavité, si la température du liquide à l'extrémité de l'embryon est au moins égale à la température de saturation correspondant à la pression de la bulle.

#### *Calcul du flux de chaleur*

En première approche, à partir de l'analyse de Kurul et Podowski [43], le flux de chaleur d'ébullition se répartit en trois termes.

- un flux de chaleur convectif monophasique à la fraction de la surface de la paroi non affectée par la présence des bulles  $\varphi_{Cv}$ ,
- un flux thermique de « quenching » à l'endroit où le départ des bulles met en contact périodiquement le liquide froid et la paroi  $\varphi_Q$ ,
- un flux thermique de vaporisation nécessitant de former de la vapeur  $\varphi_E$ .

Le flux  $\varphi_{Cv}$  s'écrit à partir d'une simple loi de transfert de chaleur à la paroi :

$$\varphi_{Cv} = \mathcal{S}_{Cv} h_{log}(T_{wall} - T_\delta), \quad (\text{A.11})$$

où  $\delta$  correspond à un point dans la sous-couche turbulente du fluide,  $h_{log}$  représente le transfert de chaleur à l'intérieur de la couche limite thermique et  $\mathcal{S}_{Cv}$  est « la surface monophasique » non influencée par le départ des bulles.



Le flux  $\varphi_Q$ , quant à lui, est écrit comme la valeur moyenne d'un flux de chaleur conductif transitoire fourni à un milieu semi-infini à la température externe  $T_\delta$ , durant une durée  $t_Q$  entre le départ d'une bulle et le début de la croissance de la suivante :

$$\varphi_Q = S_Q t_Q f_b \frac{2\lambda_l (T_{wall} - T_\delta)}{\sqrt{\pi \mathcal{D}_l t_Q}}, \quad (\text{A.12})$$

où  $\mathcal{D}_l$  est la diffusivité thermique du liquide,  $f_b$  est la fréquence de départ des bulles, et  $S_Q$  est la somme des surfaces d'influence de chaque bulle sur la surface unitaire ( $S_{Cv} + S_Q = 1$ ).

Enfin, le flux de chaleur de vaporisation est supposé proportionnel au volume de la bulle  $\mathcal{V}_b$  :

$$\varphi_E = f_b \mathcal{V}_b \rho_g (H_g^\sigma - H_l^\sigma) n_a, \quad (\text{A.13})$$

où  $H_g^\sigma$  et  $H_l^\sigma$  correspondent à l'enthalpie transférée, et  $n_a$  est la densité de sites actifs de nucléation sur la paroi chauffante.

Le diamètre des bulles est déterminé à partir de la corrélation de Unal [87] développée pour des écoulements d'eau. En l'absence d'autre loi, EDF R&D utilise cette corrélation pour d'autres fluides, et les résultats sont en accord avec les mesures expérimentales.

Le flux total de chaleur  $\varphi_{wall}$  s'écrit donc :

$$\varphi_{wall} = f_{\alpha_l} (\varphi_{Cv} + \varphi_Q + \varphi_E) + (1 - f_{\alpha_l}) \varphi_g, \quad (\text{A.14})$$

où :

- $f_{\alpha_l}$  est une fonction qui vaut 1 quand  $\alpha_l$  tend vers 1 et 0 si  $\alpha_l$  tend vers 0.
- $\varphi_g$  est la part de flux de chaleur conducto-convectif donnée à la phase gazeuse « g ». Il s'exprime de la façon suivante :  $\varphi_g = h_{log,g} (T_{wall} - T_g)$ , où  $h_{log,g}$  représente le transfert de chaleur à l'intérieur de la couche limite thermique pour la phase gazeuse.

Le transfert massique par nucléation s'exprime par :

$$\Gamma_w^{nuc} = f_{\alpha_l} f_b \mathcal{V}_b \rho_g n_a. \quad (\text{A.15})$$

### A.2.2 Transfert interfacial de quantité de mouvement

Le transfert interfacial de quantité de mouvement entre la phase  $k$  et la phase  $p$  peut se décomposer en une partie laminaire et une partie turbulente :  $I'_{(p \rightarrow k),i} = I'_{(p \rightarrow k),i}^{lam} + I'_{(p \rightarrow k),i}^{turb}$ .

La contribution laminaire est la somme de la force de traînée, de la force de masse ajoutée, de la force de portance et de forces additionnelles ajoutées par l'utilisateur. Traînée, masse ajoutée et portance peuvent être activées dans le code et doivent être comprises comme des forces agissant entre la phase continue ( $k = 1$ ) et la phase dispersée ( $p > 1$ ).

## Annexe B

# Considérations géométriques pour la modélisation de la vanne à boisseau

Le but est de déterminer l'évolution au cours du temps de l'aire de la surface d'ouverture de la vanne à boisseau et celle de l'angle d'injection  $\theta' = \theta + \gamma$  tel que l'eau soit injectée normalement à la surface sphérique de la vanne (voir la Figure B.1).

Pour simplifier, le problème géométrique 3D de la vanne est transformé en un problème géométrique 2D qui est résolu dans le même plan que le maillage d'entrée de la canne d'injection.

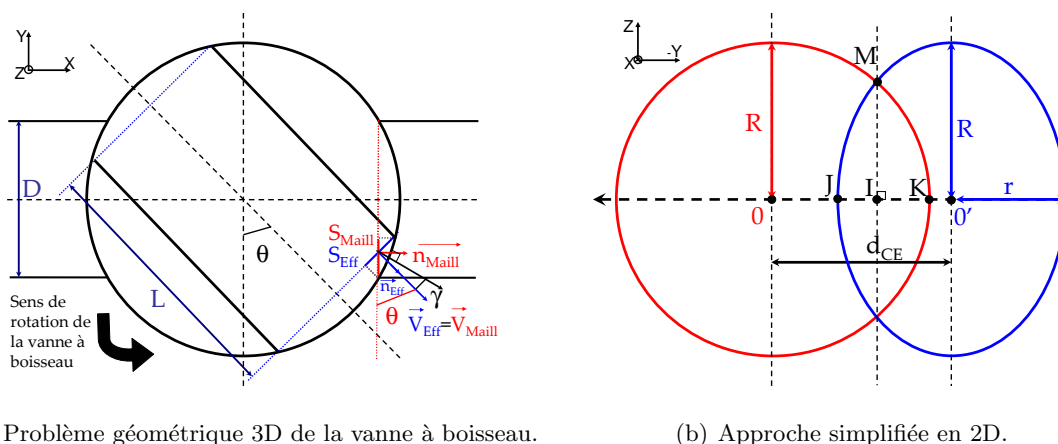


FIG. B.1 : Transformation du problème géométrique 3D de la vanne à boisseau en un problème géométrique 2D dans le plan du maillage d'entrée de la canne.

Pour convertir la configuration réelle 3D en 2D, nous considérons un disque fixe dans le plan d'entrée de la canne d'injection et un disque mobile dans le plan de la vanne à boisseau. La projection au cours du temps du disque mobile dans le plan du disque fixe est une ellipse sur ce dernier plan. Cette ellipse (et en particulier la position de son centre  $O'$  et la dimension de son demi-petit axe  $r$ ) évolue au cours du temps, en fonction du déplacement de la vanne. Ainsi trouver l'intersection d'un disque fixe et d'un disque mobile qui sont dans deux plans distincts revient à considérer l'intersection d'un disque fixe et d'une ellipse mobile dans le même plan (représentée par la zone hachurée sur la Figure B.1 (b)).

## B.1 Calcul de l'aire de la surface d'intersection entre un disque et une ellipse

Nous allons maintenant déterminer l'aire de la surface d'intersection entre un disque fixe  $\mathcal{C}$  (de centre  $O$  et de rayon  $R$ ) et une ellipse mobile  $\mathcal{E}$  (de centre  $O'$ , de demi-petit axe  $r$  et de demi-grand axe  $R$ ). L'aire de cette intersection est composée d'une partie côté « disque »  $A_{\frac{1}{2}D}$  et d'une autre côté « ellipse »  $A_{\frac{1}{2}E}$  dont nous allons chercher les expressions en fonction de  $r$ ,  $R$  et  $d_{CE} = OO'$ .

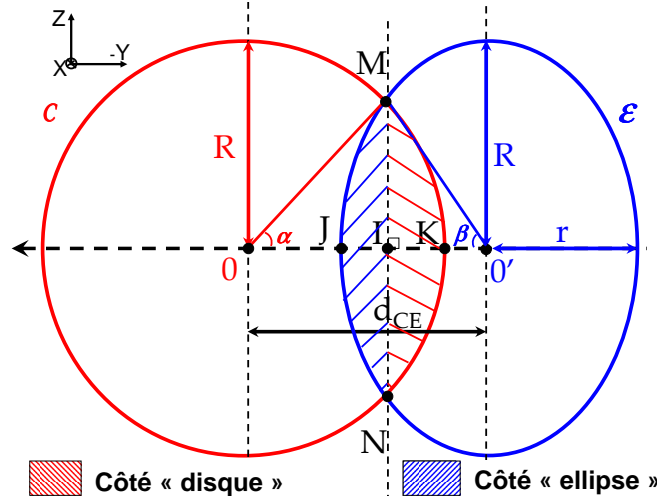


FIG. B.2 : Intersection d'un disque  $\mathcal{C}$  et d'une ellipse  $\mathcal{E}$ .

Sur la Figure B.2,  $M$  et  $N$  désignent les points d'intersection entre le disque  $\mathcal{C}$  et l'ellipse  $\mathcal{E}$ .  $I$  est le point d'intersection entre les droites  $(MN)$  et  $OO'$ .  $K$  et  $J$  sont respectivement les points du disque  $\mathcal{C}$  et de l'ellipse  $\mathcal{E}$  sur la droite  $OO'$ .

Pour simplifier, on introduit dans cette partie les notations suivantes :  $a = OI = d_{CE} - b$ ,  $b = IO' = r \cos(\beta)$  et  $c = IM = R \sin(\beta)$ ,  $\alpha = \widehat{O'OM}$  et  $\beta = \widehat{OO'M}$ .

### B.1.1 Calculs préliminaires

Dans cette partie, nous allons exprimer  $\beta$  en fonction de  $r$ ,  $R$  et  $d_{CE}$ .

Dans le triangle  $OMI$  rectangle en  $I$ , on a :

$$a^2 + c^2 = R^2,$$

$$(d_{CE} - b)^2 + c^2 = R^2,$$

$$(d_{CE} - r \cos(\beta))^2 + (R^2 \sin^2(\beta))^2 = R^2,$$

$$d_{CE}^2 - 2rd_{CE} \cos(\beta) + r^2 \cos^2(\beta) + R^2 \sin^2(\beta) = R^2,$$

$$(R^2 - r^2) \cos^2(\beta) + 2rd_{CE} \cos(\beta) - d_{CE}^2 = 0.$$

Le discriminant réduit en  $\cos(\beta)$  est :  $\Delta' = r^2 d_{CE}^2 + (R^2 - r^2) d_{CE}^2 = (Rd_{CE})^2 > 0$ . Pour avoir  $\cos(\beta) > 0$ , on choisit la solution :  $\cos(\beta) = \frac{-rd_{CE} + Rd_{CE}}{R^2 - r^2} = \frac{d_{CE}}{R + r}$ .

Grâce à cette formule, on en déduit les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right), \\ b = r \cos(\beta) = \frac{rd_{CE}}{R+r}, \\ c = R \sin(\beta) = R \sin\left(\arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)\right), \\ a = d_{CE} - b = d_{CE} - r \cos(\beta) = d_{CE} - \frac{rd_{CE}}{R+r} = \frac{Rd_{CE}}{R+r}, \\ \alpha = \arcsin\left(\frac{c}{R}\right) = \beta = \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right). \end{array} \right.$$

### B.1.2 Aire de la surface d'intersection côté « disque » $A_{\frac{1}{2}D}$

L'aire de la surface d'intersection du côté « disque »  $A_{\frac{1}{2}D}$  est égal à l'aire  $A(\alpha)$  du secteur du disque  $\mathcal{C}$  balayé par  $\alpha$  à laquelle on retranche l'aire  $A_{OMI}$  du triangle  $OMI$ .

#### B.1.2.a Expression de l'aire $A(\alpha)$ du secteur du disque $\mathcal{C}$ balayé par l'angle $\alpha$

L'aire  $A(\alpha)$  du secteur du disque  $\mathcal{C}$  balayé par l'angle  $\alpha$  est  $A(\alpha) = \frac{\alpha R^2}{2}$ , soit :

$$\boxed{A(\alpha) = \frac{\beta R^2}{2}}. \quad (\text{B.1})$$

#### B.1.2.b Expression de l'aire $A_{OMI}$ du triangle $OMI$

L'aire du triangle  $OMI$  est :  $A_{OMI} = \frac{1}{2}ac = \frac{1}{2}(d_{CE} - b)c$ .

En remplaçant  $b$  et  $c$  par leur expression en fonction de  $\beta$ , cette expression devient :

$$\boxed{A_{OMI} = \frac{1}{2}R \sin(\beta)(d_{CE} - r \cos(\beta))}. \quad (\text{B.2})$$

#### B.1.2.c Expression de l'aire de la surface d'intersection côté « disque » $A_{\frac{1}{2}D}$

L'expression de l'aire de la surface d'intersection côté « ellipse »  $A_{\frac{1}{2}E}$  est :

$$A_{\frac{1}{2}D} = 2(A(\alpha) - A_{OMI}),$$

$$A_{\frac{1}{2}D} = \beta R^2 - R \sin(\beta)(d_{CE} - r \cos(\beta)).$$

En remplaçant  $\beta$  par son expression  $\arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)$ , on obtient :

$$\boxed{A_{\frac{1}{2}D} = R^2 \arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right) - \frac{R^2 d_{CE}}{R+r} \sin\left(\arccos\left(\frac{d_{CE}}{R+r}\right)\right)}. \quad (\text{B.3})$$

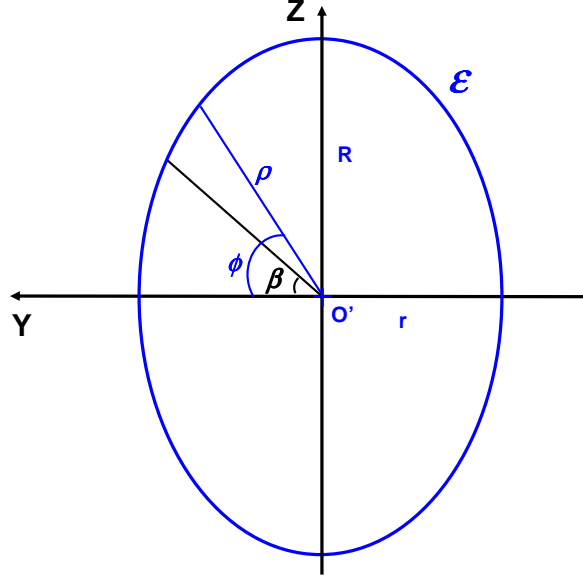
### B.1.3 Aire de la surface d'intersection côté « ellipse » $A_{\frac{1}{2}E}$

L'aire de la surface d'intersection du côté « ellipse »  $A_{\frac{1}{2}E}$  est égale à l'aire  $A(\beta)$  du secteur de l'ellipse  $\mathcal{E}$  balayé par  $\beta$  à laquelle est retranchée l'aire  $A_{OMI}$  du triangle  $O'MI$ .

**B.1.3.a Expression de l'aire  $A(\beta)$  du secteur de l'ellipse  $\mathcal{E}$  balayé par l'angle  $\beta$** 

On considère l'ellipse  $\mathcal{E}$  de centre  $O'$ , de demi-grand axe  $R$  et de demi-petit axe  $r$  (FIG. B.3). Dans le repère orthonormé  $(Y'O'Z)$  dont les vecteurs directeurs sont colinéaires aux axes de cette ellipse  $\mathcal{E}$ , une équation paramétrique de  $\mathcal{E}$  est :

$$\begin{cases} y(\phi) = r \cos(\phi) \\ z(\phi) = R \sin(\phi) \end{cases} \text{ avec } \phi \in [0; 2\pi[.$$


 FIG. B.3 : Aire du secteur d'une ellipse  $\mathcal{E}$  balayée par l'angle  $\beta$ .

L'aire  $A(\beta)$  du secteur de l'ellipse  $\mathcal{E}$  balayé par l'angle  $\beta$  est :

$$\begin{aligned} A(\beta) &= \iint_{\mathcal{E}(\beta)} dydz, \\ A(\beta) &= \int_{\phi=0}^{\beta} \int_{\rho=0}^{\sqrt{r^2 \cos^2(\phi) + R^2 \sin^2(\phi)}} \rho d\rho d\phi, \\ A(\beta) &= \int_{\phi=0}^{\beta} \frac{1}{2} (r^2 \cos^2(\phi) + R^2 \sin^2(\phi)) d\phi, \\ A(\beta) &= \int_{\phi=0}^{\beta} \frac{1}{2} (r^2 + (R^2 - r^2) \sin^2(\phi)) d\phi, \text{ avec } \sin^2(\phi) = \frac{1 - \cos(2\phi)}{2}, \\ A(\beta) &= \frac{1}{2} r^2 \beta + \frac{1}{2} (R^2 - r^2) \left[ \frac{\phi}{2} - \frac{\sin(2\phi)}{4} \right]_0^{\beta}, \\ A(\beta) &= \frac{r^2 \beta}{2} + \frac{R^2 - r^2}{4} \left( \beta - \frac{\sin(2\beta)}{2} \right), \end{aligned}$$

$$\boxed{A(\beta) = \frac{\beta}{4} (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{8} \sin(2\beta)}. \quad (\text{B.4})$$

**B.1.3.b Expression de l'aire  $A_{O'MI}$  du triangle  $O'MI$** 

L'aire du triangle  $O'MI$  est :  $A_{O'MI} = \frac{1}{2}bc$ , avec  $b = R \sin(\beta)$  et  $c = r \cos(\beta)$ , ce qui donne :

$$\boxed{A_{O'MI} = \frac{1}{2} r R \cos(\beta) \sin(\beta)}. \quad (\text{B.5})$$

**B.1.3.c Expression de l'aire de la surface d'intersection côté « ellipse »  $A_{\frac{1}{2}E}$**

L'expression de l'aire de la surface d'intersection côté « ellipse »  $A_{\frac{1}{2}E}$  est :

$$A_{\frac{1}{2}E} = 2(A(\beta) - A_{MOI'}),$$

$$A_{\frac{1}{2}E} = 2 \left[ \frac{\beta}{4} (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{8} \sin(2\beta) - \frac{1}{2} r R \cos(\beta) \sin(\beta) \right], \text{ avec } \beta = \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right),$$

$$A_{\frac{1}{2}E} = \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{4} \sin \left( 2 \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right) - \frac{r R d_{CE}}{R+r} \sin \left( \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right). \quad (\text{B.6})$$

**B.1.4 Expression de l'aire de la surface d'intersection entre un disque et une ellipse**

L'expression de l'aire  $S_{Exp}$  de la surface d'intersection entre le disque  $\mathcal{C}$  et l'ellipse  $\mathcal{E}$  est donc :  $S_{Exp} = A_{\frac{1}{2}D} + A_{\frac{1}{2}E}$ , soit :

$$S_{Exp} = R^2 \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) - \frac{R^2 d_{CE}}{R+r} \sin \left( \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right) + \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{4} \sin \left( 2 \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right) - \frac{r d_{CE} R}{R+r} \sin \left( \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right).$$

$$S_{Exp} = R^2 \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) - \frac{R^2 d_{CE}}{R+r} \sin \left( \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right) + \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) (r^2 + R^2) - \frac{R^2 - r^2}{4} \sin \left( 2 \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right) - \frac{r d_{CE} R}{R+r} \sin \left( \arccos \left( \frac{d_{CE}}{R+r} \right) \right). \quad (\text{B.7})$$

Il reste à déterminer l'expression de  $r$  et de  $d_{CE}$  en fonction de  $\theta$ .

**B.1.5 Expression de  $r$  et  $d_{CE}$**

Dans le triangle  $O_2 O'' O'''$  rectangle en  $\widehat{O_2 O'' O'''}$ , on a  $\sin(\theta) = \frac{O'' O'''}{O_2 O'''} = \frac{O' J}{R}$  avec  $r = O' J$ , ce qui donne :

$$r = R \sin(\theta). \quad (\text{B.8})$$

Dans le triangle  $\Omega O_3 O_2$  rectangle en  $\widehat{\Omega O_3 O_2}$ , on a  $\cos(\theta) = \frac{\Omega O_3}{\Omega O_2} = \frac{OO'}{L/2}$  avec  $d_{CE} = OO'$ , ce qui donne :

$$d_{CE} = \frac{L}{2} \cos(\theta). \quad (\text{B.9})$$

## B.2 Calcul de l'angle d'ouverture limite $\theta_{Ouv}$ de la vanne à boisseau

D'après les données du LEGI, lors du mouvement de la vanne à boisseau, un passage liquide n'apparaît qu'après une rotation d'un angle de  $\theta_{Ouv} = 19,6^\circ$  depuis la position fermée de la vanne ( $\theta = 0^\circ$ ) : ceci marque l'ouverture effective de la vanne à boisseau.

Dans cette partie, nous allons vérifier cette donnée en calculant l'angle d'ouverture limite  $\theta_{Ouv}$  sur la Figure B.4. Dans le cas particulier où les points  $I$ ,  $J$ ,  $K$ ,  $M$  et  $N$  sont confondus sur la Figure B.2,  $\beta$  vaut  $\psi$  :

$$\psi = \arctan\left(\frac{R}{L/2}\right), \text{ soit : } \psi \approx 35,5^\circ \text{ (avec } R = 12,5 \text{ cm et } L = 35 \text{ cm).}$$

Or  $\theta_{Ouv} = \pi/2 - 2\psi$ , d'où :

$$\theta_{Ouv} \approx 19^\circ. \quad (\text{B.10})$$

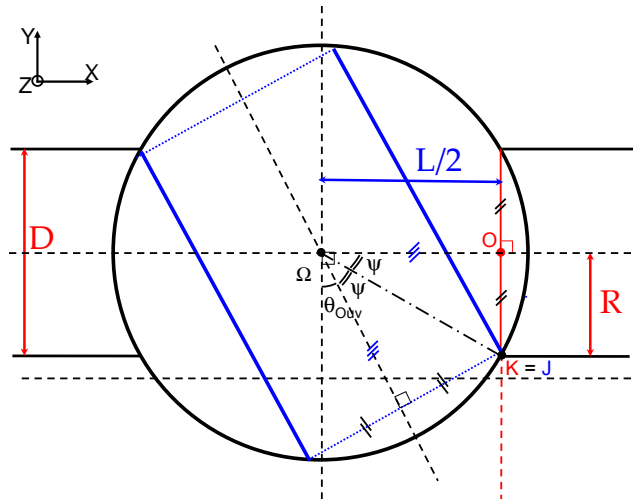


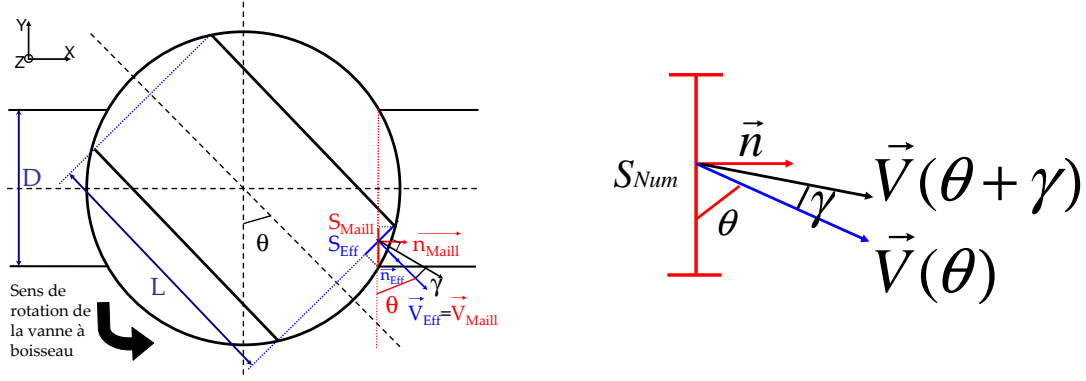
FIG. B.4 : Schéma de l'angle d'ouverture limite  $\theta_{Ouv}$  de la vanne à boisseau.

## B.3 Expression de l'angle d'injection $\theta'$

Nous allons maintenant donner l'expression de  $\theta' = \theta + \gamma$ , angle qui oriente l'injection d'eau en entrée selon la normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne (FIG. B.5).

Les points nécessaires à ce calcul sont définis sur la Figure B.6 :

- $\Omega$  est le centre de la vanne à boisseau, de diamètre  $F$  et de longueur de passage  $L$ .
- $\theta$  est l'angle d'ouverture de la vanne.
- De même que précédemment,  $O$  et  $O'$  sont les centres respectifs du disque  $\mathcal{C}$  et de l'ellipse  $\mathcal{E}$ .  $M$  et  $N$  désignent les points d'intersection entre  $\mathcal{C}$  et  $\mathcal{E}$ .  $I$  est le point d'intersection entre les droites  $(MN)$  et  $OO'$ .  $K$  et  $J$  sont respectivement les points de  $\mathcal{C}$  et de  $\mathcal{E}$  sur la droite  $OO'$ .
- $O_2$  est tel que  $(\Omega O_2) \perp (O_2 I)$ .
- $O_3$  est tel que  $(O_2 O_3) \perp (O_3 \Omega)$ .
- $O'''$  est la projection de  $J$  sur la surface sphérique du boisseau de la vanne.



(a) Rappel du problème géométrique 3D de la vanne à boisseau. (b) Définition de l'angle d'injection normale à la surface sphérique du boisseau  $\theta' = \theta + \gamma$ .

FIG. B.5 : Injection normale à la surface sphérique du boisseau de la vanne à boisseau.

- $\Omega'$  est le point d'intersection des droites  $(O'''K)$  et  $(\Omega I)$  ( $(\Omega\Omega') \perp (O'''K)$ ).
- $O''$  est la projection de  $O'''$  sur la droite  $(O_3O_2)$ .

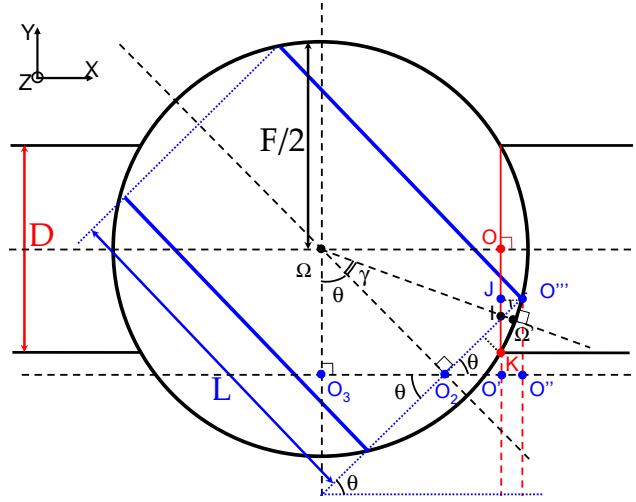


FIG. B.6 : Schéma 2D de la vanne pour calculer de l'angle d'injection  $\theta' = \theta + \gamma$ .

On a  $\theta' = \theta + \gamma$ , où  $\gamma = \widehat{O_2\Omega I}$  est tel que  $(\Omega\Omega') \perp (O'''K)$ .

En appliquant le théorème de Thalès dans les triangles  $O_2O'I$  et  $O_2O''O'''$ , on a :

$$\frac{O_2I}{O_2O''} = \frac{O'I}{O''O'''}, \text{ avec } O_2O''' = R \text{ et } O''O''' = O'J = r = R \sin(\theta), \text{ ce qui donne :}$$

$$O_2I = \frac{O'I}{\sin(\theta)}, \text{ avec } O'I = b = \frac{rd_{CE}}{R+r}. \text{ Donc :}$$

$$O_2I = \frac{rd_{CE}}{\sin(\theta)(R+r)} = \frac{L}{2} \frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)} \quad (d_{CE} = \frac{L}{2} \cos(\theta) \text{ et } r = R \sin(\theta)). \text{ Par ailleurs, } \Omega O_2 = L/2,$$

ce qui nous permet d'en déduire l'expression de  $\gamma = \widehat{O_2\Omega I}$  :

$$\tan(\gamma) = \frac{O_2I}{\Omega O_2} = \frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)}.$$



D'où :

$$\theta' = \theta + \arctan\left(\frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)}\right). \quad (\text{B.11})$$

## Annexe C

# Quelques études de sensibilité supplémentaires

Dans ce chapitre, nous allons présenter quelques études de sensibilité supplémentaires menées sur le maillage à 122 injecteurs représentatif de la maquette expérimentale du LEGI pour le cas de référence  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . Dans cette configuration, de l'eau est injectée dans une maquette initialement remplie d'air, en respectant les conditions de l'ouverture expérimentale de la vanne à boisseau du LEGI.

Les analyses et changements testés dans cette annexe sont effectués sur le cas de référence présenté Partie 3.2.1 : on considère un écoulement diphasique eau /air, incompressible pour chaque phase, sans transfert de masse et de chaleur. Le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  est activé pour les deux phases et le modèle de Simmer est choisi pour modéliser la traînée entre les deux phases (en prenant un diamètre d'inclusion  $d_i$  de  $10^{-3}$  m).

Pour chaque étude, on présente l'évolution du débit d'eau sortant, de la masse d'eau dans le dôme si nécessaire et de la pression dans le dôme.

### C.1 Étude de la reproductibilité des résultats

Dans cette partie, nous comparons les résultats de deux simulations à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  pour lesquelles les modèles et paramètres numériques de référence décrits dans la Partie 3.2.3 ont été sélectionnés. Des post-traitements ont simplement été ajoutés dans le cas de référence n°1 par rapport au cas de référence n°2.

L'évolution du débit d'eau sortant (FIG. C.1) et celle de la pression dans le dôme (FIG. C.2) sont globalement les mêmes. On observe toutefois une légère sensibilité des résultats obtenus à ces modifications, alors que les conditions imposées sont les mêmes dans les deux cas. Il est donc nécessaire de tenir compte de cet effet, notamment pour analyser les résultats des études de sensibilité menées au Chapitre 5. Ces deux figures montrent l'importance relative de ce type de fluctuation quand des paramètres physiques sont considérés.

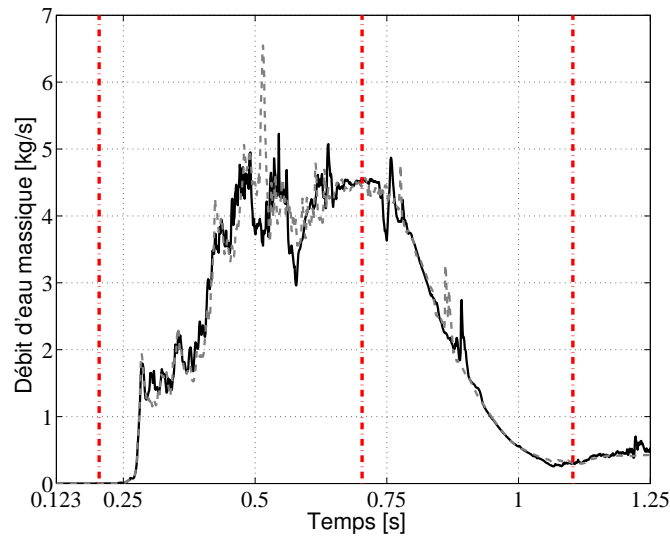


FIG. C.1 : Test de sensibilité à la reproductibilité des résultats pour l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Cas n°1, ---- : Cas n°2.

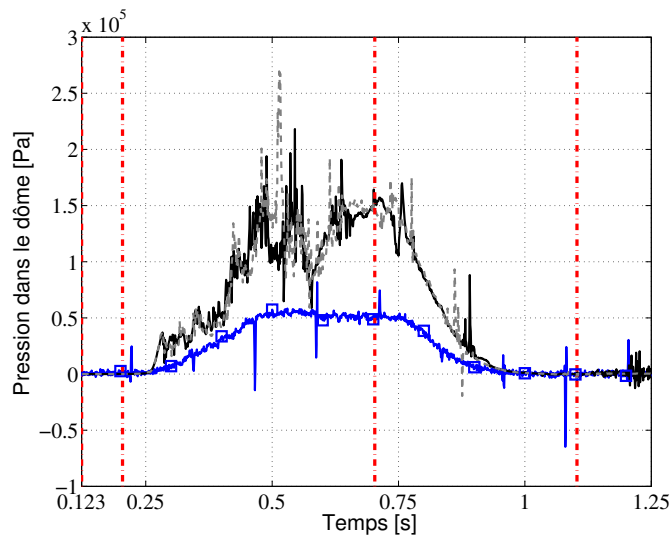


FIG. C.2 : Test de sensibilité à la reproductibilité des résultats pour l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Cas n°1, ---- : Cas n°2, —□— : Expérience.

## C.2 Influence du nombre de processeurs

D'après Neau *et al.* [64], le choix du nombre de processeurs utilisés est optimisé pour 10 000 cellules par processeur. En dessous de 8 000 cellules par processeur, l'efficacité du calcul diminue et le temps de restitution augmente : les processeurs passent plus de temps à communiquer entre eux, qu'à calculer.

Pour nos simulations de référence, le maillage à 122 injecteurs est constitué de 1 124 000 cellules, ce qui donne :

- $\approx 9\,000$  cellules par processeur pour un calcul lancé sur 128 processeurs (choix qui a été fait pour nos simulations),
- $\approx 17\,500$  cellules par processeur pour un calcul lancé sur 64 processeurs,
- $\approx 35\,000$  cellules par processeur pour un calcul lancé sur 32 processeurs.

Dans cette partie, nous avons testé l'influence du nombre de processeurs utilisés pour le calcul.

Le nombre de processeurs choisi pour le calcul a un léger effet sur l'évolution du débit d'eau sortant, comme le montre la Figure C.3 : le débit d'eau sortant est globalement le même pour les trois cas envisagés, mis à part quelques fluctuations plus ou moins marquées suivant le nombre de processeurs choisis. En ce qui concerne l'évolution de la pression dans le dôme (FIG. C.4), l'influence du nombre de processeurs sélectionné est plus marquée au niveau de la pression au palier et des fluctuations de pression.

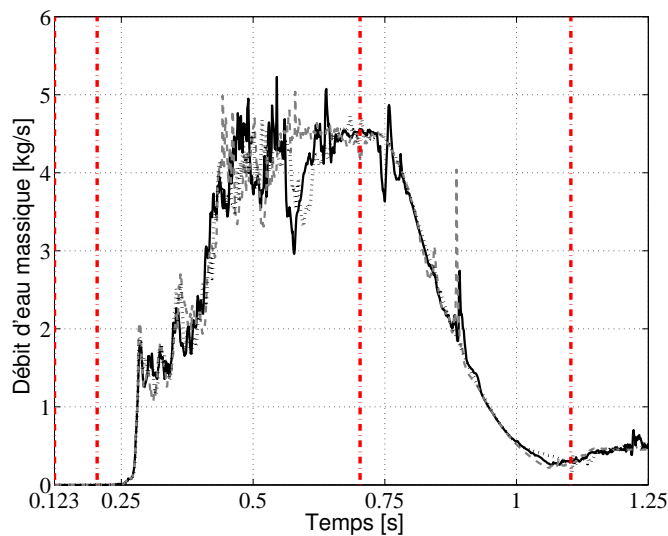


FIG. C.3 : Influence du nombre de processeurs utilisés pour le calcul sur l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : 128 processeurs, ---- : 64 processeurs, ..... : 32 processeurs.

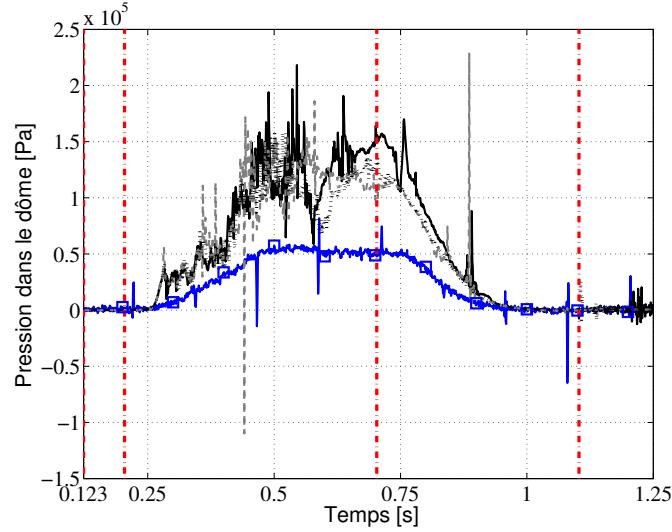


FIG. C.4 : Influence du nombre de processeurs utilisés pour le calcul sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : 128 processeurs, ---- : 64 processeurs, ..... : 32 processeurs, —□— : Expérience.

### C.3 Étude du pas de temps minimal

Dans cette partie, nous avons étudié l'évolution au cours du pas de temps minimal (FIG. C.5) et du CFL pour l'eau et l'air (FIG. C.6), dans le cas de référence à  $We = Ref = 4,72 \times 10^4$  (dans les conditions décrites dans la Partie 3.2.3).

On remarque que le pas de temps minimal fixé à  $10^{-5}$  s est atteint entre 0,25 s et 0,92 s, principalement dans la phase où la vanne est pleinement ouverte. Le pas de temps minimal est atteint en un point du maillage situé dans le bas du dôme. Sachant cela, nous avons quand même pris le parti de limiter le pas de temps à  $10^{-5}$  s pour nos calculs pour éviter qu'il ne s'effondre, car la pression est mal résolue au petits pas de temps. Mais le risque est que les calculs s'arrêtent avant terme.

Dans le pire des cas, on  $CFL_{Eau} \leq 4$  et  $CFL_{Air} \leq 20$ . Le CFL peut donc être ponctuellement très élevé et ne respecte plus  $CFL = U\Delta t/\Delta x$  où  $U$  est la vitesse du fluide,  $\Delta t$  le pas de temps et  $\Delta x$  la taille de la maille. Les calculs peuvent donc ne pas être précis. On suppose que l'erreur numérique commise par rapport à ces imprécisions est négligeable compte tenu des problèmes numériques rencontrés.

### C.4 Étude de l'influence de la condition aux limites en paroi

Le modèle de friction imposé en paroi dans la configuration de référence permet de représenter une couche limite turbulente logarithmique. Cependant ce modèle n'est valable qu'en monophasique. Le modèle de friction imposé en paroi est donc un point critique de la modélisation. Une condition de glissement pour l'air  $\partial U_{Air}/\partial n$  a donc également été testée afin de mesurer l'impact de la condition aux limites en paroi.

L'analyse de l'évolution du débit d'eau sortant (FIG. C.7 (a)), de la masse d'eau dans le dôme (FIG. C.7 (b)), ainsi que de la pression dans le dôme (FIG. C.8) révèle que la condition

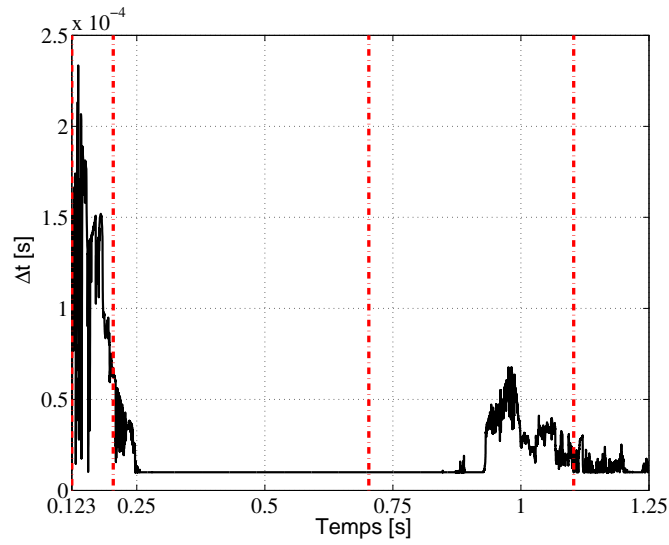


FIG. C.5 : Évolution au cours du temps du pas de temps  $\Delta t$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ .

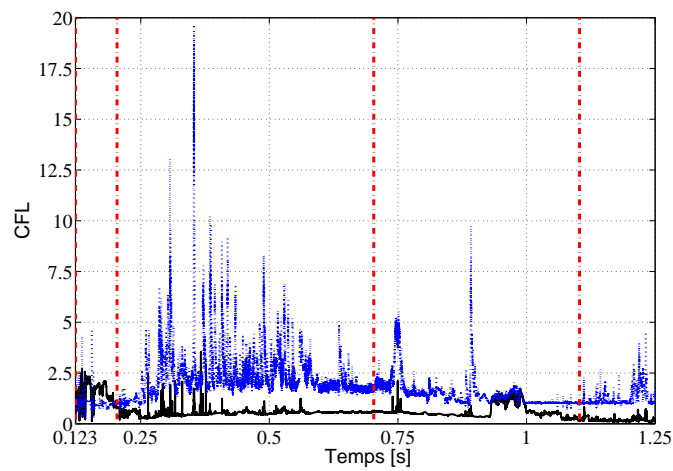


FIG. C.6 : Évolution au cours du temps du pas de temps minimale  $\Delta t_{Min}$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : CFL pour l'eau, ..... : CFL pour l'air.

aux limites en paroi a peu d'influence sur nos résultats. L'effet dominant dans nos simulations reste l'effet inertiel.

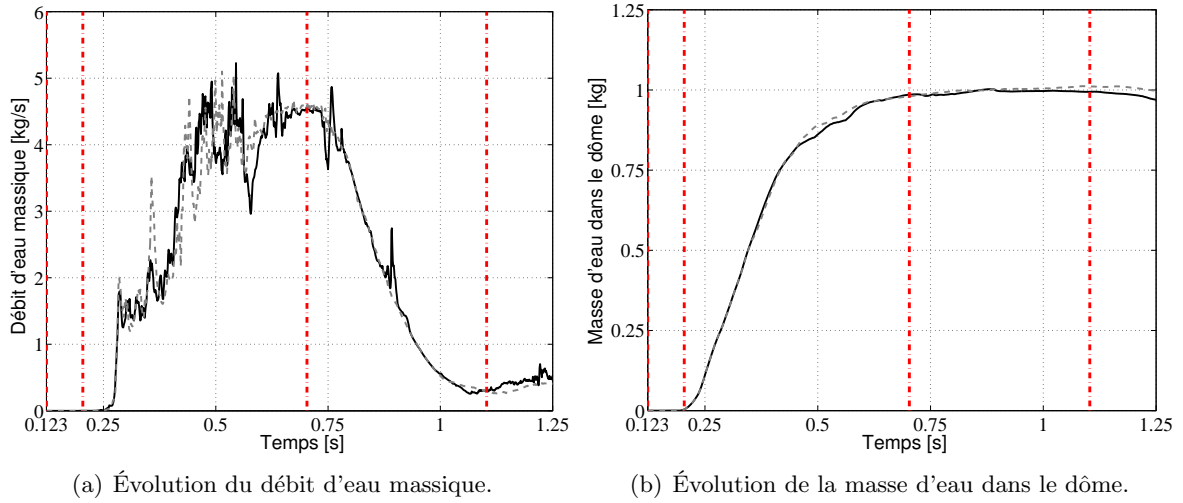


FIG. C.7 : Influence de la condition aux limites en paroi sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Avec loi de friction sur le gaz, ---- : Avec loi de glissement sur le gaz.

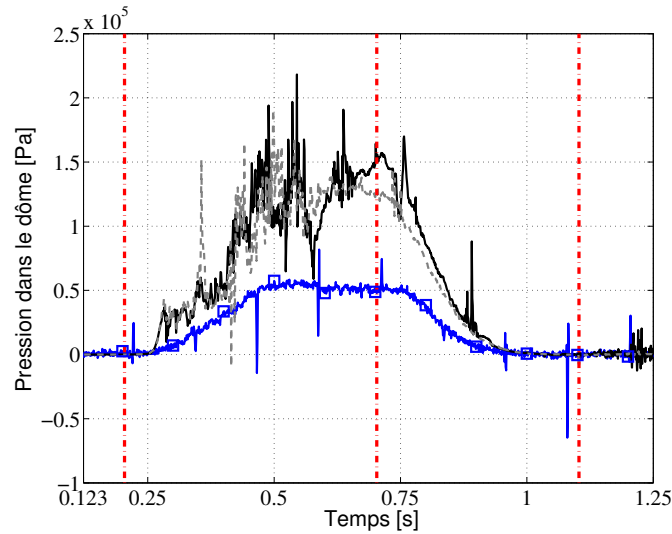


FIG. C.8 : Influence de la condition aux limites en paroi sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Avec loi de friction sur le gaz, ---- : Avec loi de glissement sur le gaz,  $\square$  : Expérience.

## C.5 Influence de la discrétisation de l'angle d'injection $\alpha_{Num}$

Pour modéliser l'ouverture de la vanne à boisseau, une amélioration a été envisagée au niveau de l'angle d'injection de référence  $\alpha_{Num}$  défini par :

$$\alpha_{Num} = \pi/2 - \theta' = \pi/2 - \theta - \arctan^{-1} \left( \frac{\cos(\theta)}{1 + \sin(\theta)} \right),$$

où  $\theta$  est l'angle d'ouverture de la vanne. Au lieu de considérer un angle  $\alpha_{Num}$  discret comme la surface de la vanne à boisseau, on impose une évolution continue de  $\alpha_{Num}$  au cours du temps.

Contrairement à que l'on pouvait envisager, la modification de la condition sur l'angle  $\alpha_{Num}$  a une certaine influence sur nos résultats, aussi bien au niveau de l'évolution du débit d'eau sortant (FIG. C.9) qu'au niveau de la pression dans le dôme (FIG. C.10). Si on impose une évolution continue pour  $\alpha_{Num}$ , les résultats sont globalement améliorés pendant la phase de remplissage (jusqu'à  $t = 0,78$  s) : les fluctuations de débit sont moins intenses et la pression au palier est moins importante. Cependant, cette tendance s'inverse pendant la phase de vidange : les fluctuations de débit et de pression sont plus intenses et plus fréquentes. Comme cette modification sur l'angle  $\alpha_{Num}$  n'apporte pas d'amélioration flagrante sur nos résultats, nous avons conservé pour nos simulations de référence la condition avec  $\alpha_{Num}$  discret.

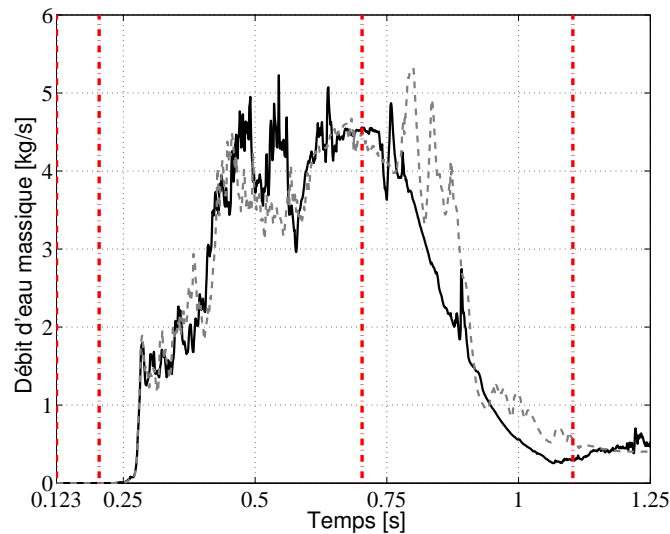


FIG. C.9 : Influence de la discrétisation de l'angle d'injection  $\theta'$  sur l'évolution du débit d'eau massique sortant, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — :  $\theta'$  discret, ---- :  $\theta'$  continu.



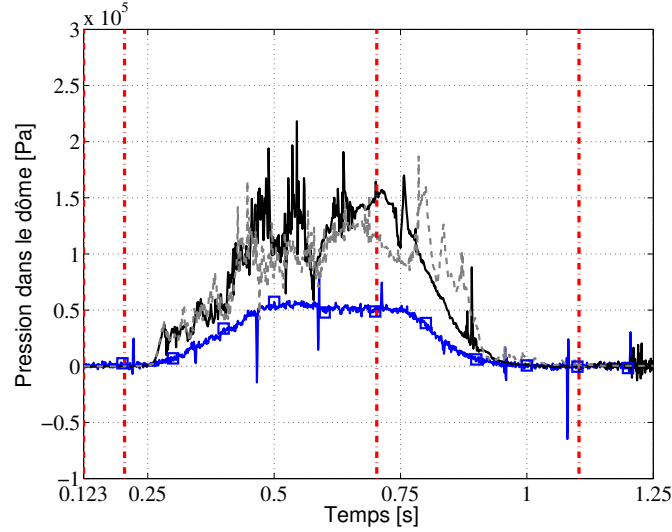


FIG. C.10 : Influence de la discrétisation de l'angle d'injection  $\theta'$  sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — :  $\theta'$  discret, ---- :  $\theta'$  continu,  $\square$  : Expérience.

## C.6 Étude de l'influence de la prise en compte de la gravité

Dans le but de nous rapprocher des conditions de vol d'un moteur de fusée, nous examinons dans cette partie l'influence de la gravité.

L'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme (FIG. C.11) est très peu affectée jusqu'à 0,48 s. Pendant la première phase du remplissage du dôme, les effets d'inertie prédominent sur la tension de surface : la gravité n'a pas d'influence. Cette information est intéressante car cette phase de remplissage conditionne l'allumage.

L'influence de la gravité est un peu plus marquée entre 0,48 s et 0,7 s. Pendant cette période, le dôme se remplit moins rapidement sans gravité : l'eau occupe au maximum 79% du volume du dôme, contre 89% quand la gravité est prise en compte.

À partir de 0,7 s, la gravité joue un rôle nettement plus important pendant la phase de vidange du dôme. Dans le cas sans gravité, le débit d'eau sortant est plus élevé, avec des fluctuations beaucoup plus fréquentes et plus intenses. Contrairement à ce que l'on pourrait envisager, la vidange du dôme est beaucoup plus rapide sans gravité. 0,875 s après la fermeture de la vanne, la masse d'eau dans le dôme diminue ainsi de 52% dans le cas sans gravité, alors qu'elle ne diminue que de 2% dans le cas avec gravité.

En ce qui concerne l'évolution de la pression (FIG. C.12), on observe des fluctuations plus fréquentes et plus intenses, particulièrement à partir de 0,48 s.

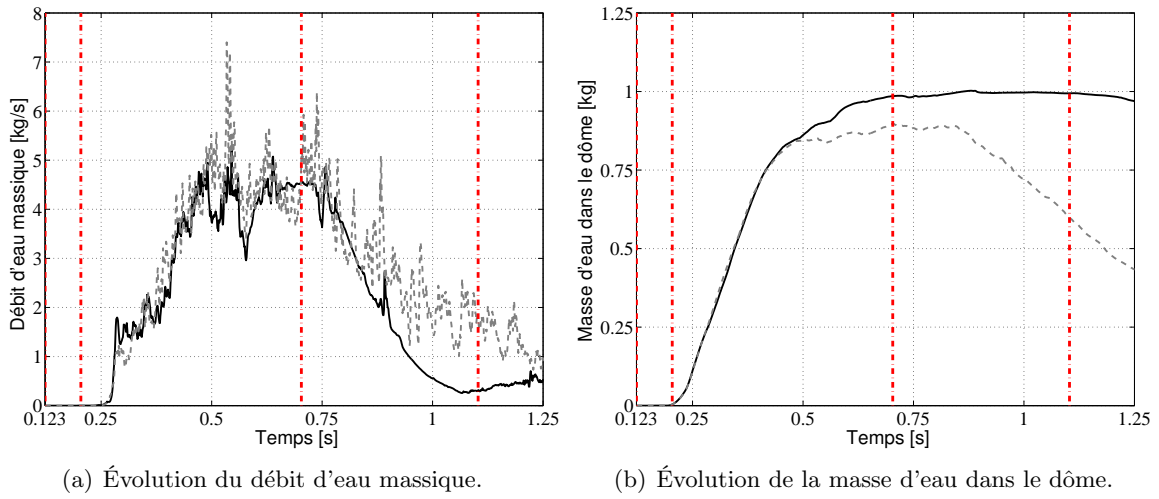


FIG. C.11 : Influence de la gravité sur l'évolution du débit d'eau sortant et de la masse d'eau dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Avec gravité, ---- : Sans gravité.

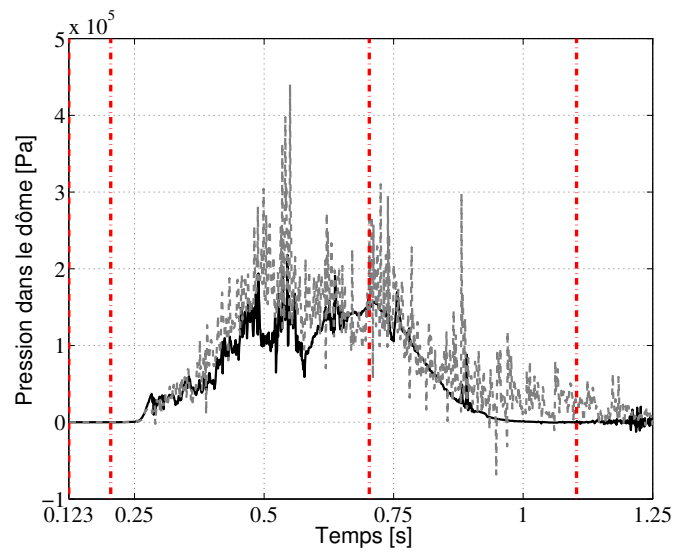


FIG. C.12 : Influence de la gravité sur l'évolution de la pression dans le dôme, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$ . — : Avec gravité, ---- : Sans gravité.



## Annexe D

# Étude supplémentaire sur l'injecteur isolé

Dans cette partie, nous présentons une étude de sensibilité à l'algorithme diphasique du code NEPTUNE\_CFD menée sur le maillage raffiné n°3D (décrit dans le Tableau 4.4) du domaine {dôme + injecteur}. Dans le cadre de cette étude, de l'eau est injectée sur toute la surface d'entrée du dôme, avec un débit constant  $Q_{Ref}^*$ , dans le domaine initialement rempli d'eau. Afin de tester l'influence de l'algorithme diphasique sur nos résultats, deux cas-tests sont envisagés :

- un premier cas-test « purement » monophasique, dans lequel on injecte de l'eau (en phase 1) dans le domaine pré-rempli d'eau (en phase 1),
- un second cas-test diphasique, dans lequel on injecte de l'eau (en phase 1) ainsi que de l'air (en phase 2) mais avec une fraction nulle, dans le domaine pré-rempli d'eau (en phase 1).

D'après la Figure D.1, on peut tout d'abord vérifier que les résultats des simulations numériques avec l'algorithme monophasique et l'algorithme diphasique sont bien convergés au niveau de la pression, même si on détecte un écart de pression dans le cas diphasique à  $t = 0,2$  s.

La Figure D.2 présente l'évolution de la pression le long de l'axe central du domaine pour ces deux cas-test. On constate que le résultat de la simulation avec l'algorithme diphasique est en très bon accord avec le modèle 1D de perte de charge, alors qu'on observe un léger écart entre les résultats de la simulation avec l'algorithme monophasique et du modèle 1D (8%).



## Annexe E

# Simulations des cas expérimentaux de référence

Dans cette annexe, nous avons regroupé les résultats des simulations de deux autres cas expérimentaux de référence du LEGI à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  et  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .

Pour ces deux cas de référence, nous nous plaçons dans la configuration du cas de référence à  $We_{Ref} = 4,72 \times 10^4$  décrite Partie 3.2.1. Les simulations sont conduites sur le maillage à 122 injecteurs représentatif de la géométrie du LEGI. Le dôme est initialement rempli d'air et de l'eau est injectée en entrée de la canne en respectant les conditions de l'ouverture expérimentale de la vanne à boisseau du LEGI. On rappelle que l'on considère un écoulement diphasique eau /air, incompressible pour chaque phase, sans transfert de masse et de chaleur. Le modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  est activé pour les deux phases et le modèle de Simmer est choisi pour modéliser la traînée entre les deux phases (en prenant un diamètre d'inclusion  $d_i$  de  $10^{-3}$  m).

Pour chaque cas simulé, nous allons d'abord présenter une analyse globale (en considérant le débit d'eau sortant et la masse d'eau dans le dôme), puis comparer nos résultats avec les données expérimentales (au niveau de pression dans le dôme et de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés), avant de caractériser statistiquement la sortie des injecteurs.

## E.1 Cas de référence à $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$

Dans cette partie, nous allons nous placer dans la configuration du cas expérimental du LEGI à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ , ce qui correspond à  $V_{Ref} = 14,7$  m/s et  $Q_{Ref} = 7,21$  kg/s. Les conditions d'entrée sur la turbulence sont constantes et basées sur les caractéristiques de l'écoulement quand la vanne est pleinement ouverte : l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2$  vaut  $0,809$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> et la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  vaut  $87,2$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>.

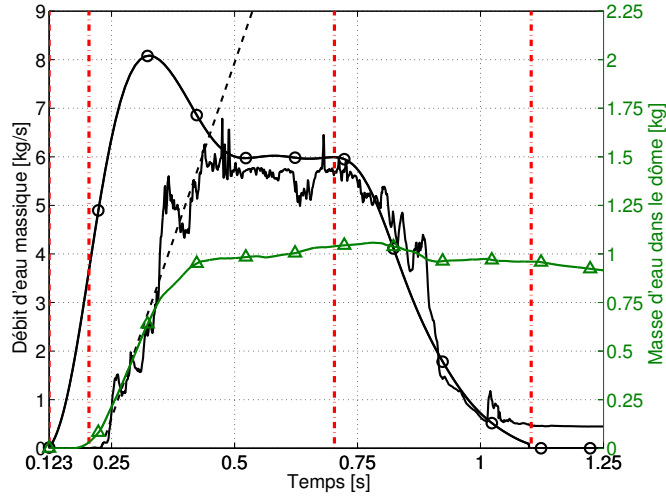
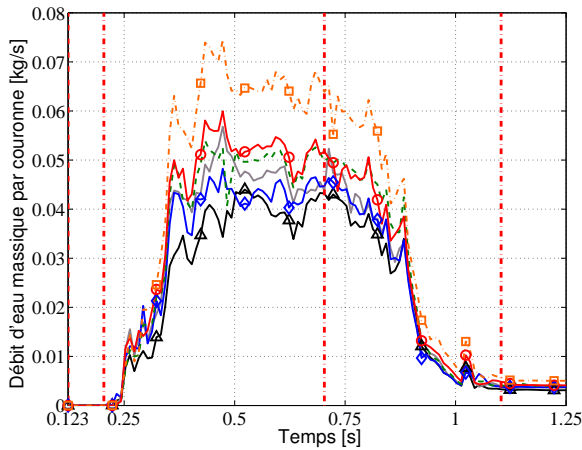
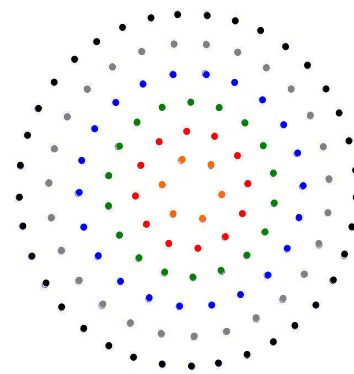


FIG. E.1 : Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ .  $\circ$  : Débit d'eau massique en entrée,  $\text{—}$  : Débit d'eau massique en sortie,  $\text{---}$  : Pente du débit d'eau massique en sortie,  $\triangle$  : Masse d'eau dans le dôme.



(a) Débit d'eau sortant par couronne normalisé.



(b) Schéma représentatif des différentes couronnes du dôme.

FIG. E.2 : Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s.  $\triangle$  : Couronne n°1,  $\text{—}$  : Couronne n°2,  $\diamond$  : Couronne n°3,  $\text{---}$  : Couronne n°4,  $\circ$  : Couronne n°5,  $\square$  : Couronne n°6.

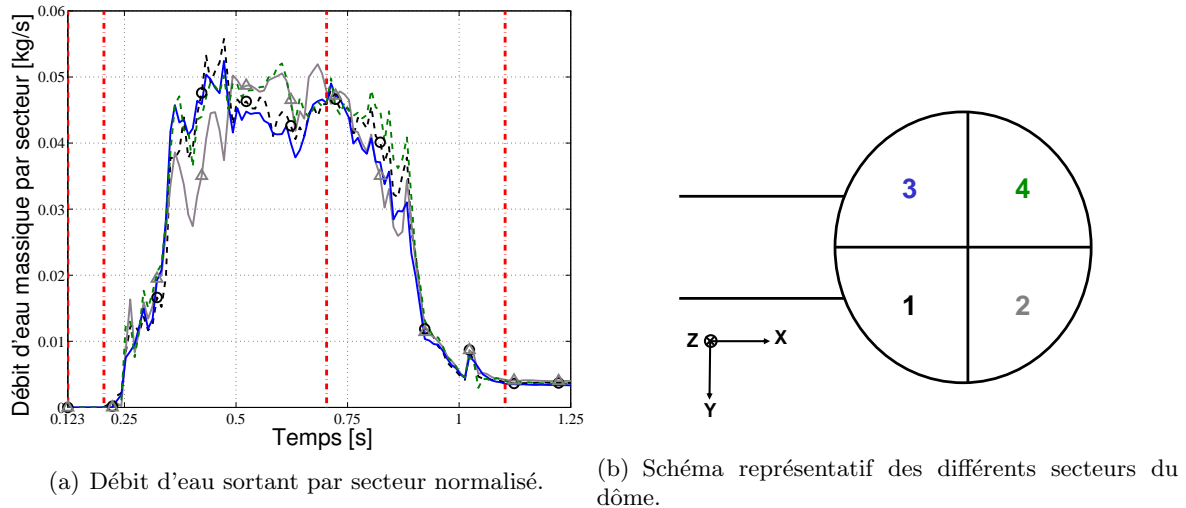


FIG. E.3 : Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s.  $-\circ-$  : Secteur n°1,  $-\triangle-$  : Secteur n°2,  $-\square-$  : Secteur n°3,  $-\diamond-$  : Secteur n°4.

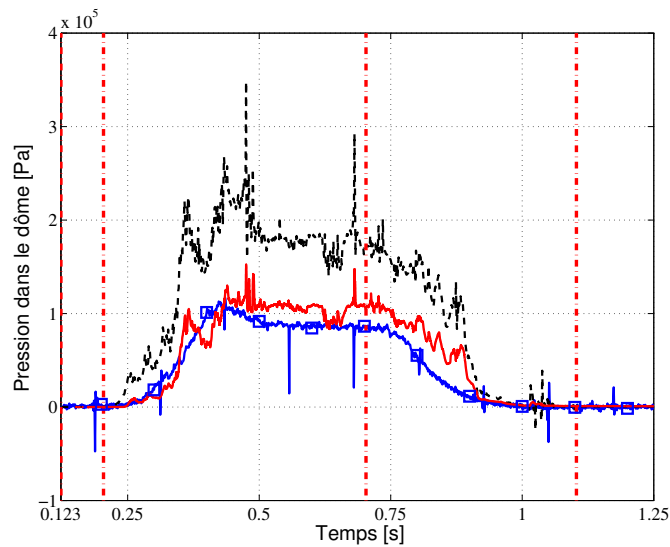


FIG. E.4 : Évolution au cours du temps de la pression pour le cas  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ .  $-\square-$  : Expérience,  $-\circ-$  : Calcul à 122 injecteurs,  $-\square-$  : Modèle 1D.



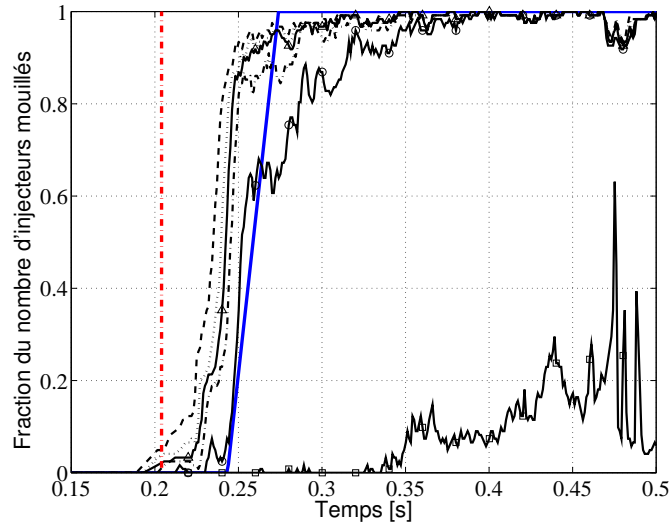
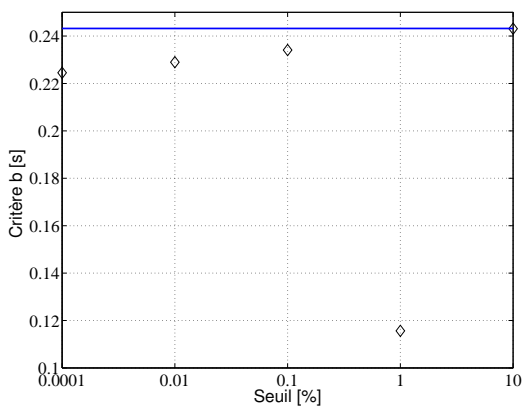
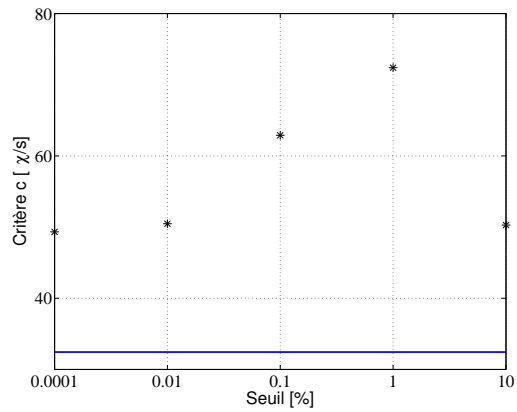


FIG. E.5 : Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$ . ---- : Seuil à 0,0001%, ..... : Seuil à 0,01%,  $\triangle$  : Seuil à 0,1%, -.-.- : Seuil à 1%,  $\circ$  : Seuil à 10%,  $\square$  : Seuil à 100%, — : Loi de mouillage expérimentale.



(a) Critère b.



(b) Critère c.

FIG. E.6 : Évolution des critères b et c du mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s.

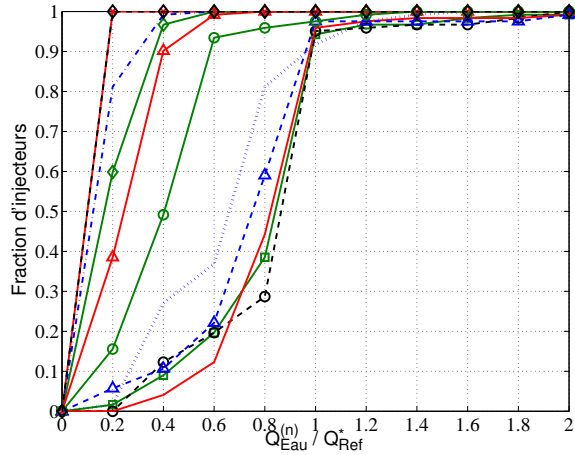
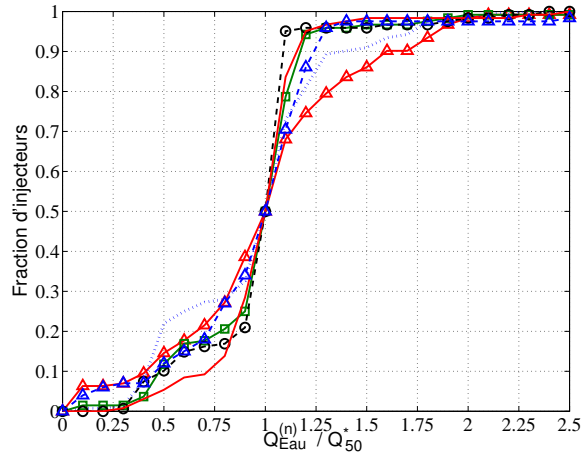
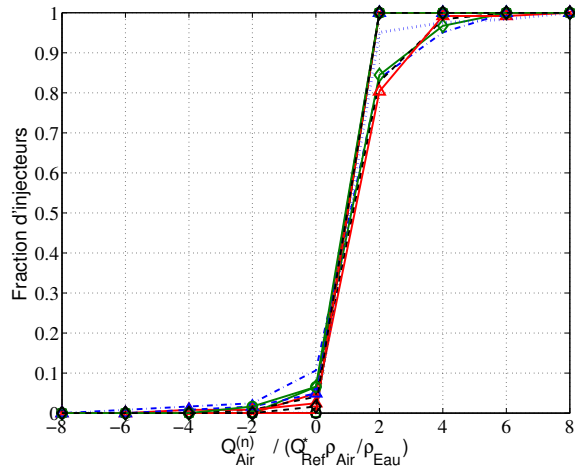
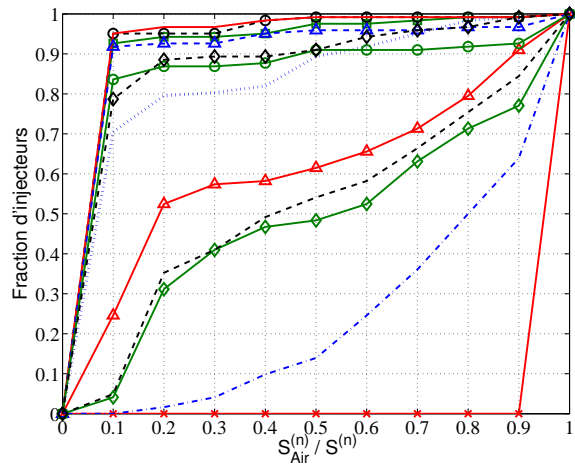

 (a) Débit d'eau massique sortant pour un injecteur  $Q_{Eau}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{Ref}^*$ .

 (b) Débit d'eau massique sortant pour un injecteur  $Q_{Eau}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{50}^*$ .

 (c) Débit d'air massique sortant pour un injecteur  $Q_{Air}^{(n)}$  normalisé par  $Q_{Ref}^* \rho_{Air} / \rho_{Eau}$ .

 (d) Surface d'air en sortie pour un injecteur  $S_{Air}^{(n)}$  normalisé par la surface d'un injecteur  $S^{(n)}$ .

FIG. E.7 : Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface d'air en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s.  
 —×— :  $t_1 = 0,2$  s, —·—·— :  $t_2 = 0,25$  s, —◇— :  $t_3 = 0,275$  s, — — — :  $t_4 = 0,28$  s, —△— :  $t_5 = 0,3$  s,  
 ····· :  $t_6 = 0,4$  s, —□— :  $t_7 = 0,5$  s, —○— :  $t_8 = 0,6$  s, — — — :  $t_9 = 0,7$  s, —△— :  $t_{10} = 0,8$  s,  
 —◇— :  $t_{11} = 0,9$  s, —◇— :  $t_{12} = 1$  s.

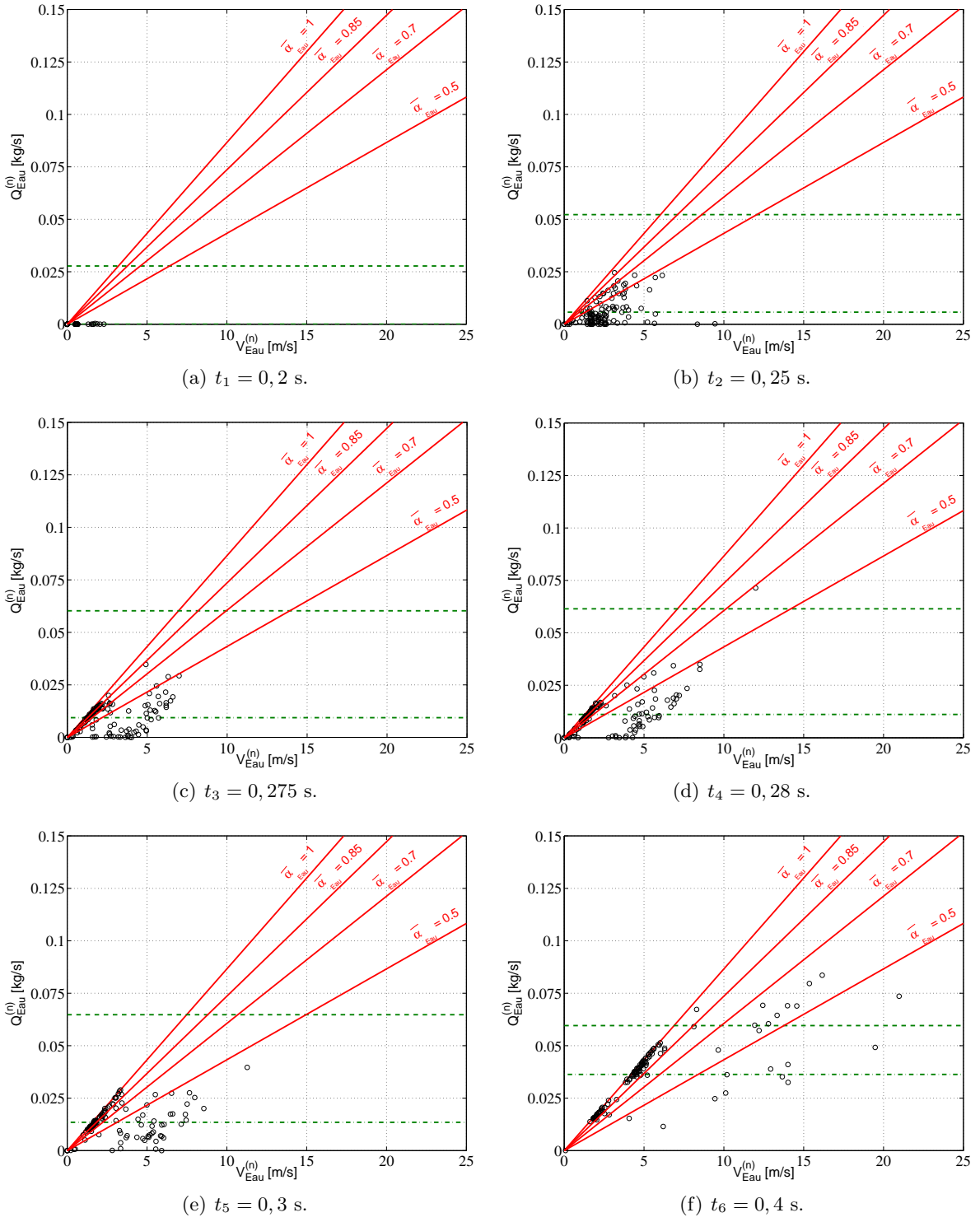


FIG. E.8 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s (I).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $—$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $---$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $----$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

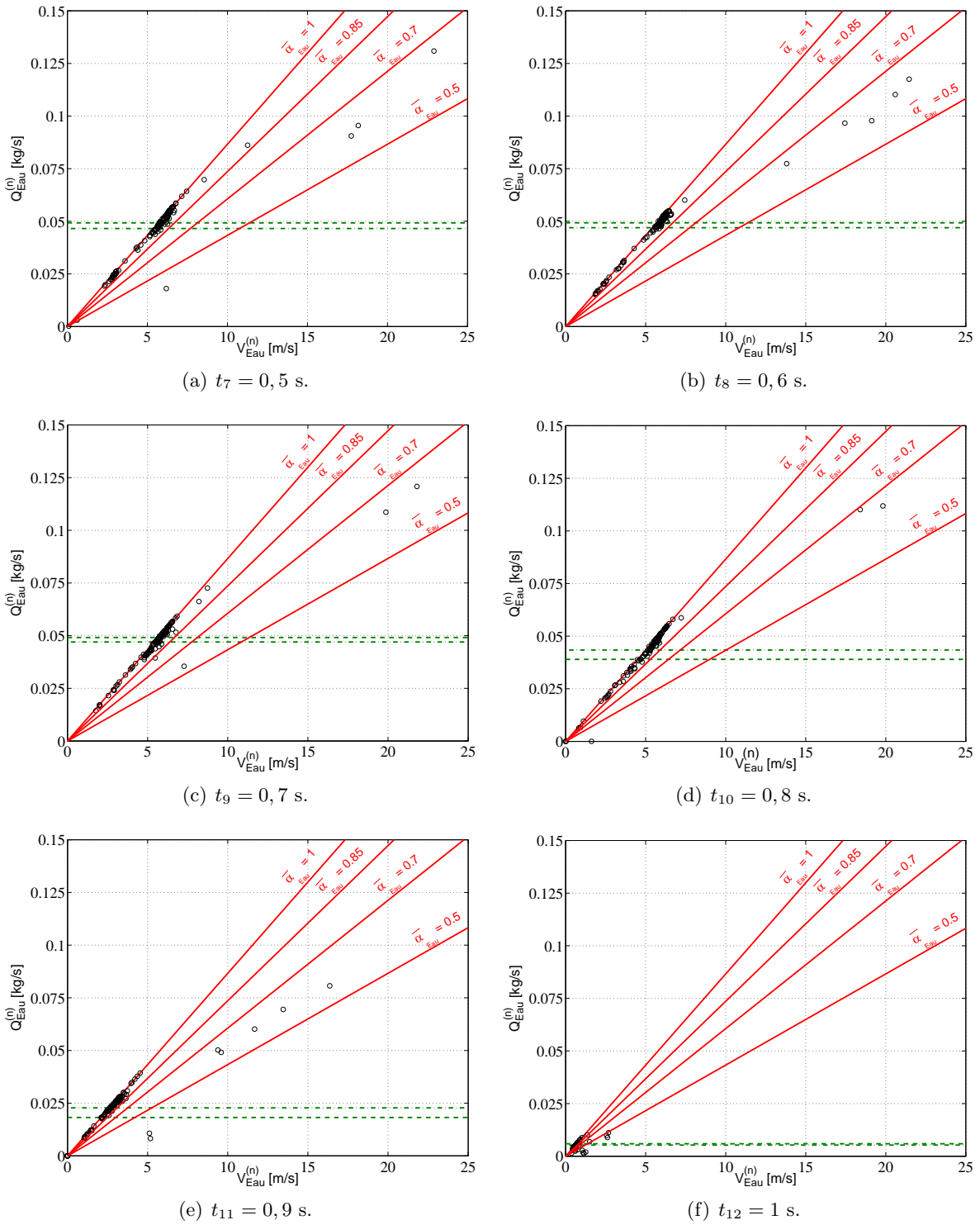
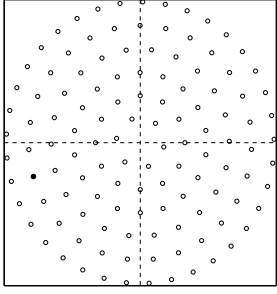
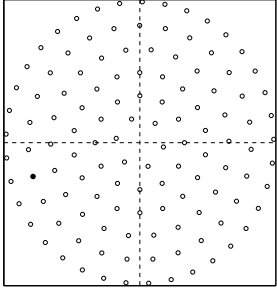
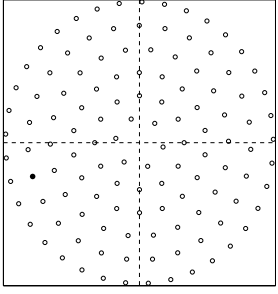
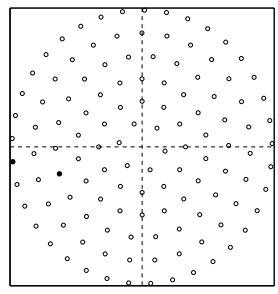


FIG. E.9 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s (II).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $—$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $-----$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $-----$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

$t = 0,194$ s	$t = 0,197$ s	$t = 0,203$ s	$t = 0,214$ s
			
Seuil à 0,01%.	Seuil à 0,1%.	Seuil à 1%.	Seuil à 10%.

TAB. E.1 : Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s (vue d'en dessous).

## E.2 Cas de référence à $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$

Dans cette partie, nous allons nous placer dans la configuration du cas expérimental du LEGI à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ , ce qui correspond à  $V_{Ref} = 25,4$  m/s et  $Q_{Ref} = 12,5$  kg/s. Les conditions d'entrée sur la turbulence sont constantes et basées sur les caractéristiques de l'écoulement quand la vanne est pleinement ouverte : l'énergie cinétique turbulente  $q_1^2$  vaut  $2,42$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> et la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  vaut  $450,4$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup>.

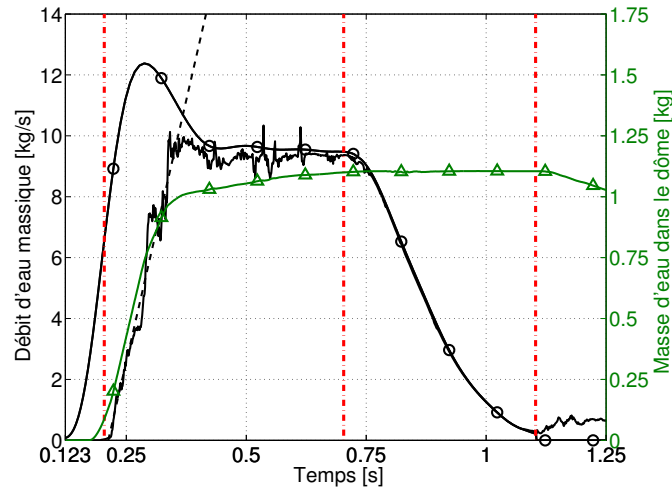
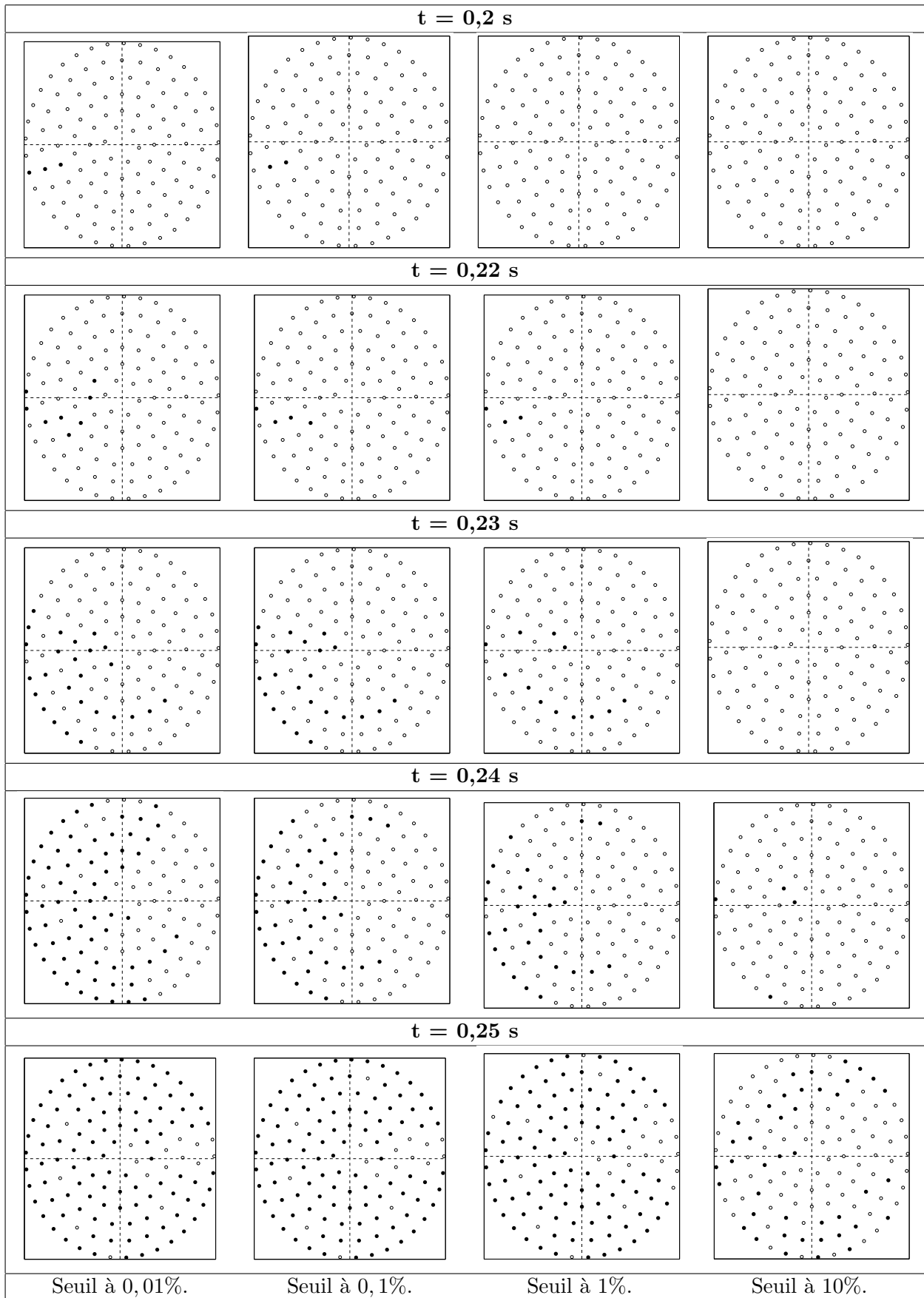
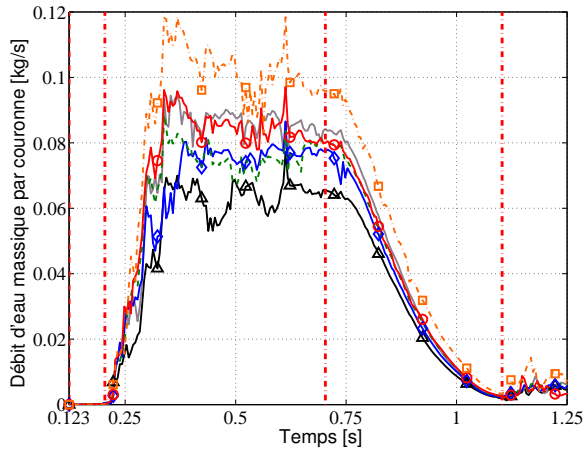


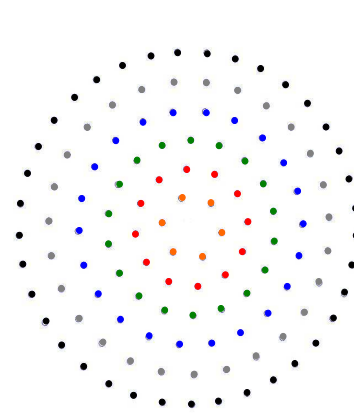
FIG. E.10 : Évolution des débits d'eau massiques (sur l'axe vertical à gauche) et de la masse d'eau dans le dôme (sur l'axe vertical à droite), pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . —○— : Débit d'eau massique en entrée, — : Débit d'eau massique en sortie, - - - : Pente du débit d'eau massique en sortie, —△— : Masse d'eau dans le dôme.



TAB. E.2 : Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 7,7 \times 10^4$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,059$  kg/s (vue d'en dessous).

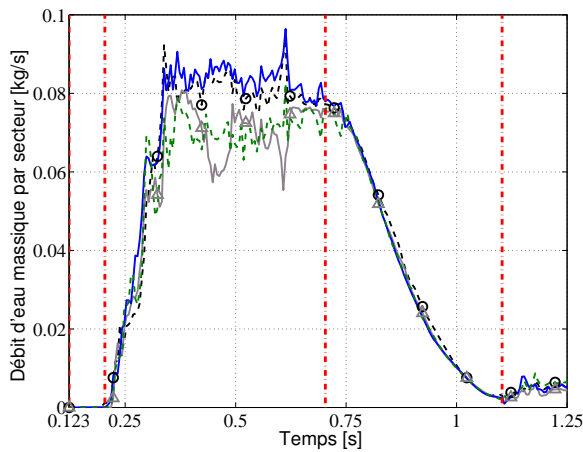


(a) Débit d'eau sortant par couronne normalisé.

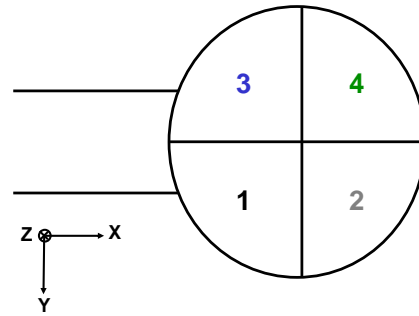


(b) Schéma représentatif des différentes couronnes du dôme.

FIG. E.11 : Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s.  $\triangle$  : Couronne n°1,  $\square$  : Couronne n°2,  $\diamond$  : Couronne n°3,  $\square$  : Couronne n°4,  $\square$  : Couronne n°5,  $\square$  : Couronne n°6.



(a) Débit d'eau sortant par secteur normalisé.



(b) Schéma représentatif des différents secteurs du dôme.

FIG. E.12 : Évolution au cours du temps du débit d'eau sortant par couronne normalisé, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s.  $\circ$  : Secteur n°1,  $\triangle$  : Secteur n°2,  $\square$  : Secteur n°3,  $\square$  : Secteur n°4.

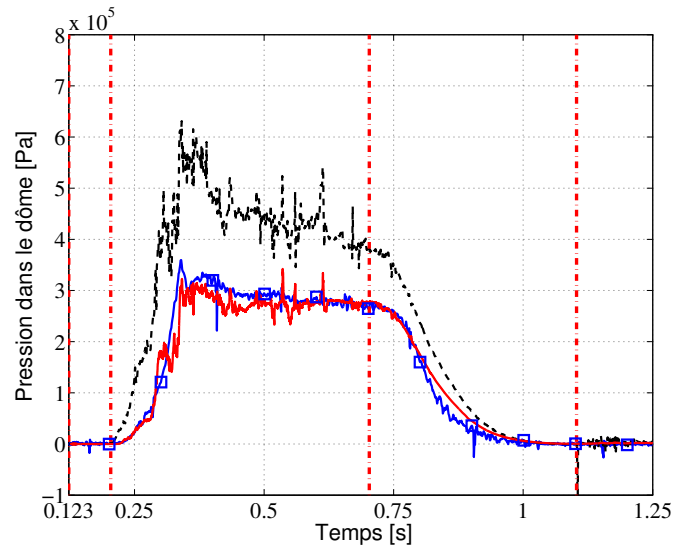


FIG. E.13 : Évolution au cours du temps de la pression pour le cas  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ .  $\square$  : Expérience, ---- : Calcul à 122 injecteurs, — : Modèle 1D.

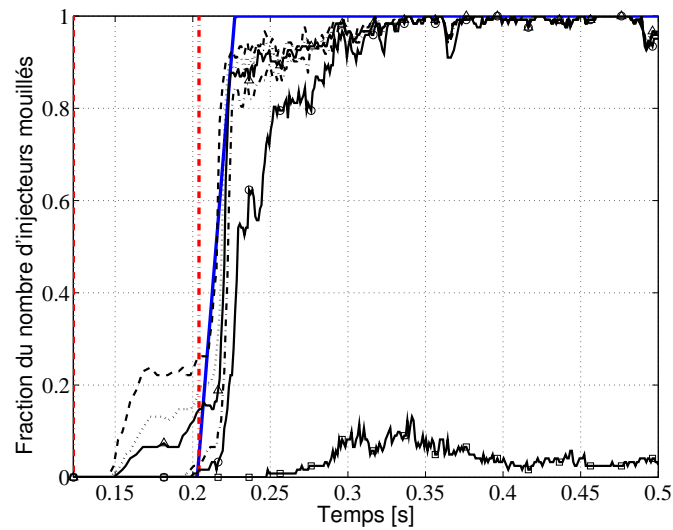


FIG. E.14 : Comparaison de la fraction du nombre d'injecteurs mouillés  $\chi$ , pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$ . ---- : Seuil à 0,0001%, ..... : Seuil à 0,01%,  $\triangle$  : Seuil à 0,1%, ---- : Seuil à 1%,  $\circ$  : Seuil à 10%,  $\square$  : Seuil à 100%, — : Loi de mouillage expérimentale.



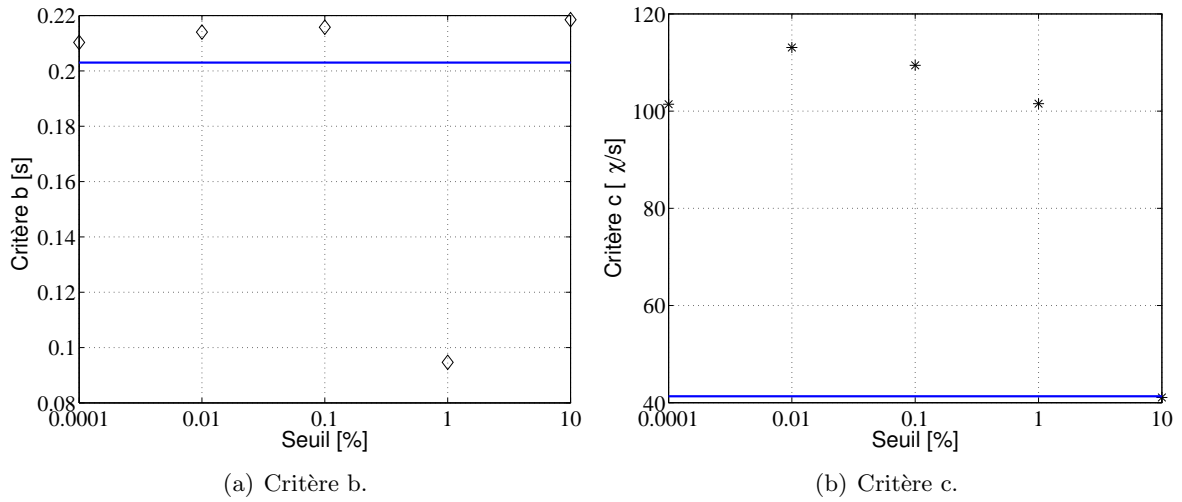
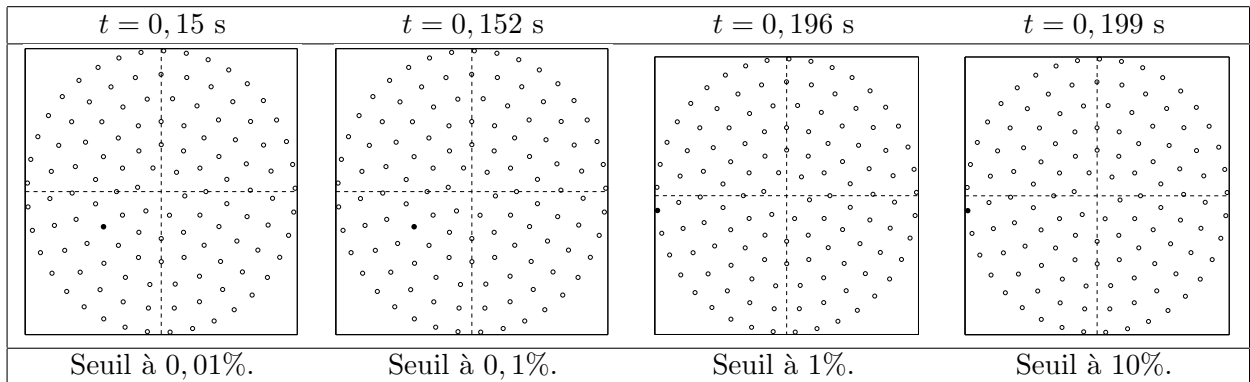
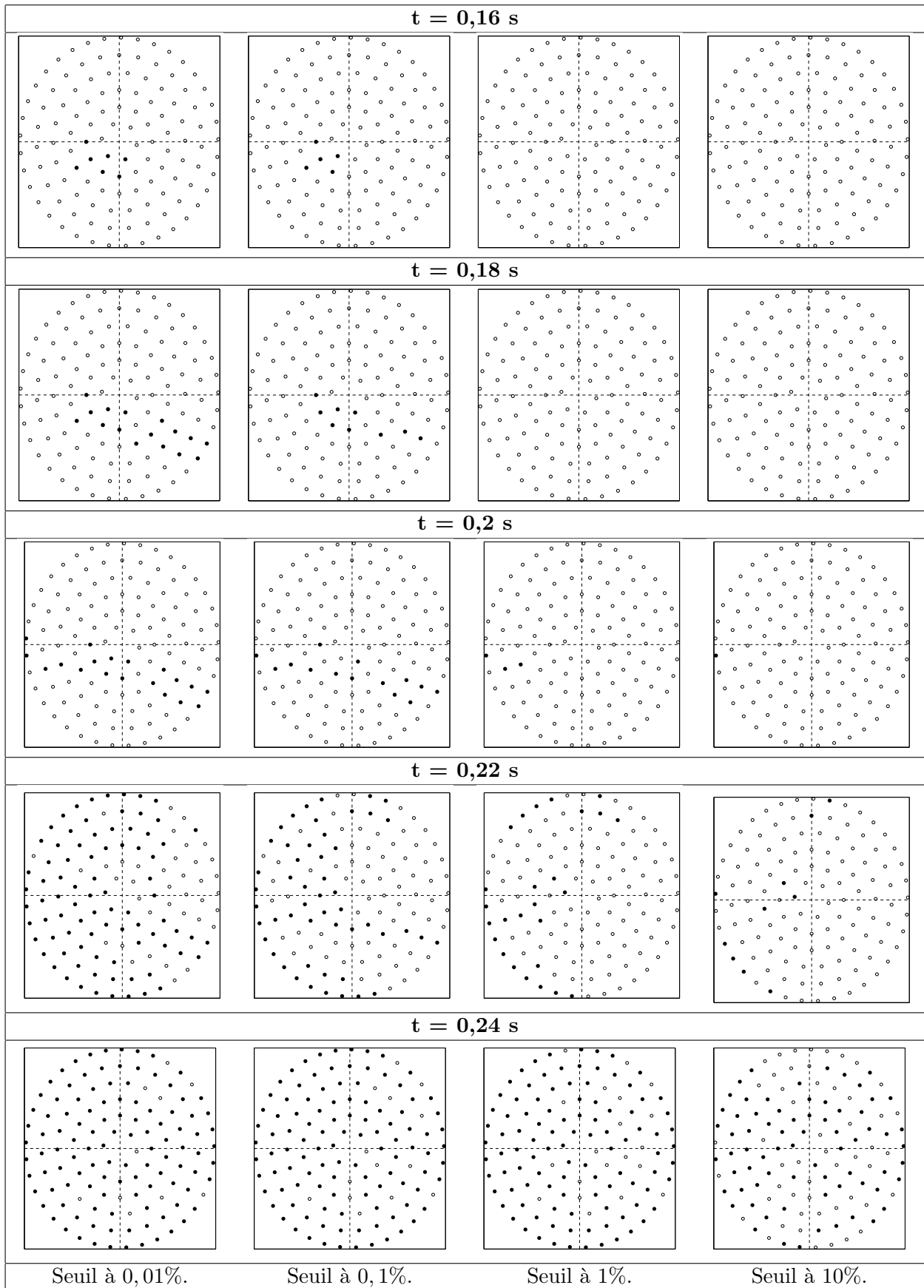


FIG. E.15 : Évolution des critères  $b$  et  $c$  du mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s. — : Critères expérimentaux  $b$  et  $c$ ,  $\diamond$  : Critères numériques  $b$ , \* : Critères numériques  $c$ .



TAB. E.3 : Visualisation de la position des premiers injecteurs mouillés selon le seuil de mouillage choisi, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s (vue d'en dessous).



TAB. E.4 : Visualisation du nombre d'injecteurs mouillés pour les quatre seuils de mouillage, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s (vue d'en dessous).

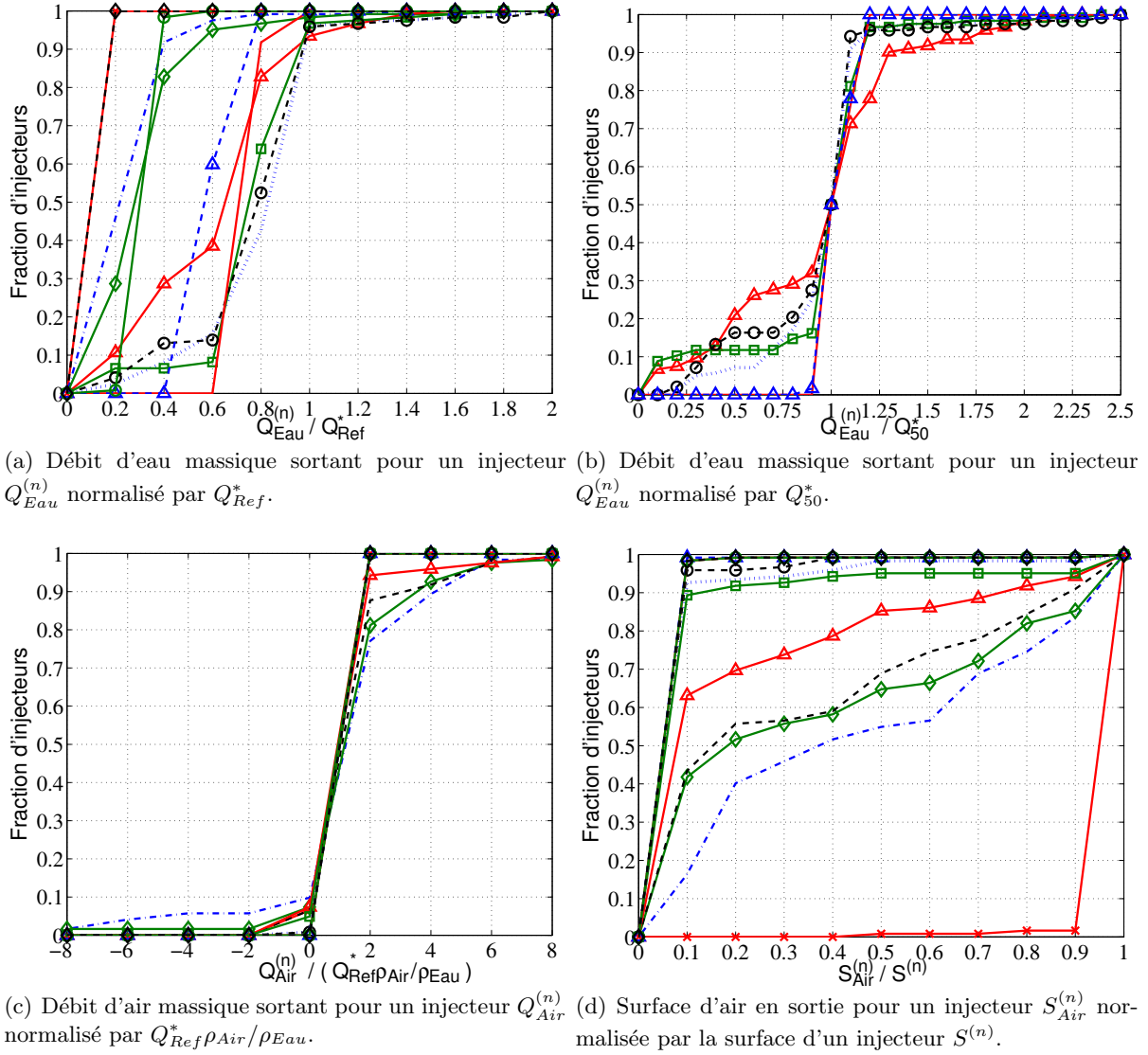


FIG. E.16 : Évolution des fonctions de distribution des débits massiques et de la surface en sortie des injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s. —×— :  $t_1 = 0,2$  s, -.-.- :  $t_2 = 0,25$  s, —◇— :  $t_3 = 0,275$  s, - - - :  $t_4 = 0,28$  s, —△— :  $t_5 = 0,3$  s, ····· :  $t_6 = 0,4$  s, —□— :  $t_7 = 0,5$  s, --○-- :  $t_8 = 0,6$  s, — :  $t_9 = 0,7$  s, --△-- :  $t_{10} = 0,8$  s, —◇— :  $t_{11} = 0,9$  s, --◇-- :  $t_{12} = 1$  s.

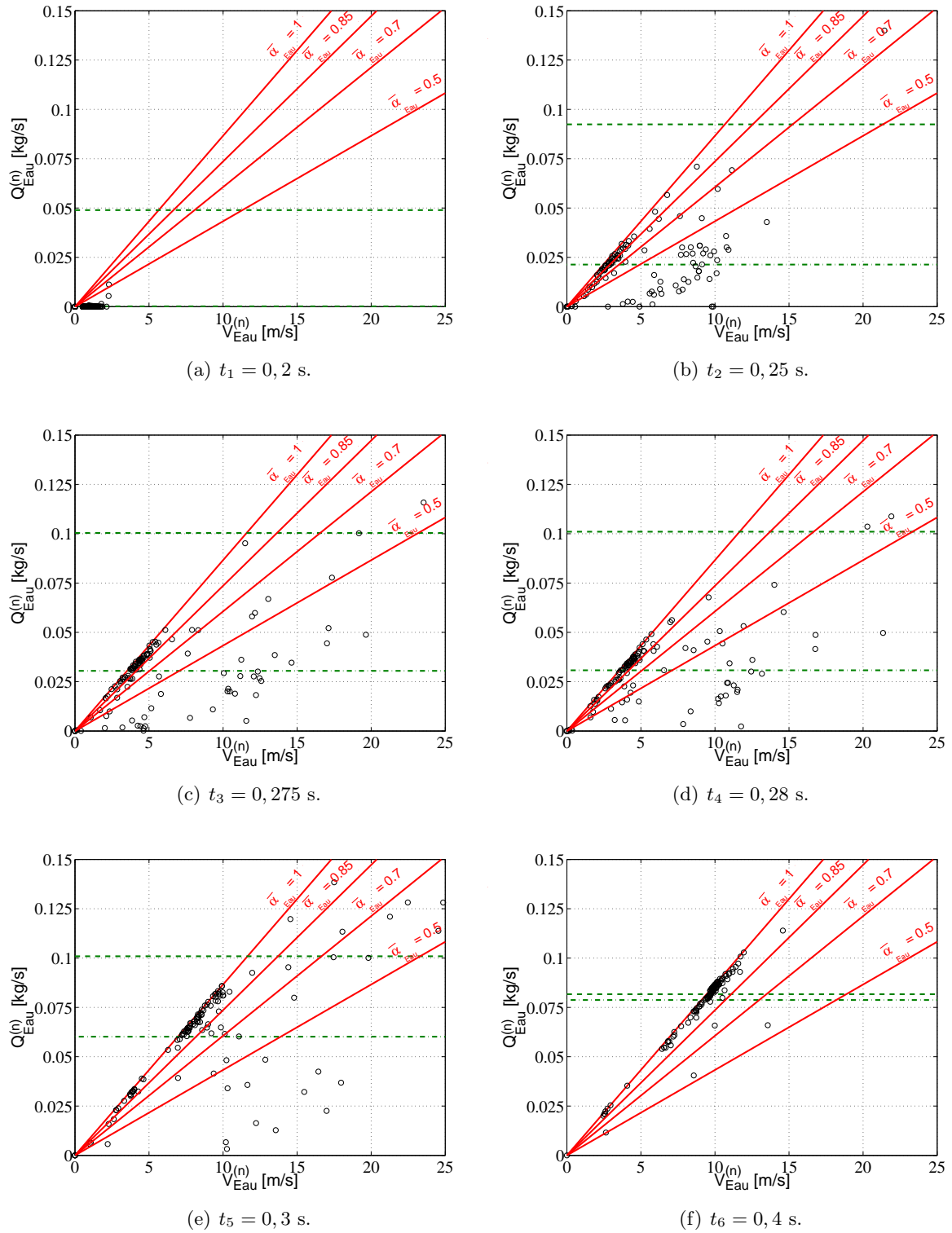


FIG. E.17 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s (I).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $—$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $---$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $---$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

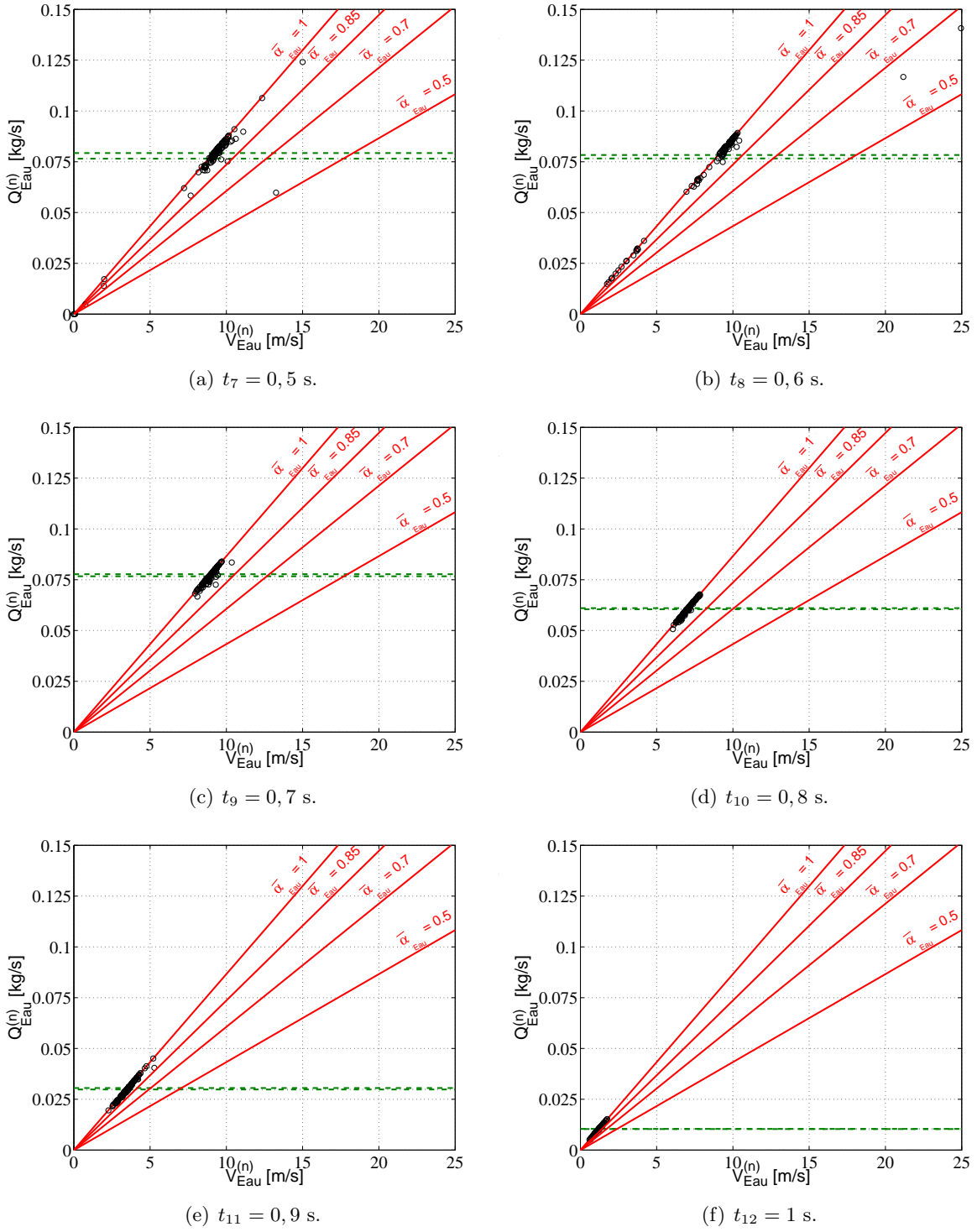


FIG. E.18 : Évolution au cours du temps de la distribution de corrélation entre le débit d'eau  $Q_{Eau}^{(n)}$  et la vitesse de l'eau  $V_{Eau}^{(n)}$  en sortie pour les 122 injecteurs, pour le cas de référence à  $We_{Ref} = 2,3 \times 10^5$  avec  $Q_{Ref}^* = 0,102$  kg/s (II).  $\circ$  : Calcul à 122 injecteurs,  $—$  :  $\bar{\alpha}_{Eau} \rho_{Eau} S^{(n)} V_{Eau}^{(n)}$ ,  $- - -$  :  $Q_{Entrée}^*$ ,  $\dots$  :  $Q_{Sortie}^*$ .

# Bibliographie

- [1] R. ABGRALL. How to prevent pressure oscillations in multicomponent flow calculations : a quasi conservative approach. *Journal of Computational Physics*, 125 (1) :150–160, 1996.
- [2] R. ABGRALL and R. SAUREL. Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics*, 186 (2) :361–396, 2002.
- [3] P. ALLIOT, E. DALBIES, A. PACROS, and J.-M. RUAULT. Overview of the development progress of the Ariane 5 Upper Stage VINCI engine. In *Proc. 53<sup>rd</sup> International Astronautical Congress - The World Space Congress*, 10-19 October 2002, Houston, Texas.
- [4] R. ANSART, R. BELT, H. NEAU, and O. SIMONIN. Dossier d’analyse physique du code NEPTUNE\_CFD : Remplissage de la cavité d’injection. Technical report, IMFT, Toulouse (France), 2009.
- [5] N. ASHGRIZ and J.Y. POOL. FLAIR : Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction. *Journal of Computational Physics*, 93(2) :449–468, April 1991.
- [6] S. AUBRUN, P.L. KAO, H. HA MINH, and H. BOISSON. The semi-deterministic approach as way to study coherent structures. Case of a turbulent flow behind a backward-facing step. *Proc. 4<sup>th</sup> International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments, Ajaccio (France), 24-26 May, 1999*.
- [7] A. BAGUÉ, N. MÉCHITOUA, and O. SIMONIN. Développements numériques du code NEPTUNE\_CFD pour le traitement des écoulements diphasiques compressibles. Technical report, IMFT, Toulouse (France), 2012.
- [8] Y. BARTOSIEWICZ, J.-M. SEYNHAEVE, C. VALLÉE, T. HÖHNE, and J.-M. LAVIÉVILLE. Modeling free surface flows relevant to a PTS scenario : Comparison between experimental data and three RANS based CFD-codes. Comments on the CFD-experiment integration and best practice guideline. *Nuclear Engineering and Design*, 240 :2375–2381, 2010.
- [9] P. BEHRUZI, F. DE ROSE, P. NETZLAF, and H. (Astrium GmbH) STRAUCH. Ballistic phase management for cryogenic upper stages.
- [10] R. BEL F’DHILA and O. SIMONIN. Eulerian prediction of a turbulent bubbly flow downstream of a sudden pipe expansion. In *6<sup>th</sup> Workshop on Two-Phase Flow Prediction*, 1992.
- [11] R. BELT, R. ANSART, H. NEAU, and O. SIMONIN. Étude de faisabilité de la simulation du remplissage du dôme Vinci avec le code NEPTUNE\_CFD. Technical report, IMFT, 2008.
- [12] B. BIAUSSER, S. GUIGNARD, R. MARCER, and P. FRAUNIE. 3D two phase flows numerical simulations by SL-VOF method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 45(6) :581–604, 2004.
- [13] R. BORGHI. Turbulent combustion modelling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 14(4) :245–292, 1988.
- [14] M. BROCCINI and D. H. PEREGRINE. The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 2. Free-surface boundary conditions. *Journal of Fluid Mechanics*, 449 :255–290, 2001.

- 
- [15] S. CANDEL. *Mécanique des fluides - Cours*. 2003.
- [16] A. CARTELLIER, N. HÉRENGER, and F. MC-CLUSKEY. Activité transitoire LOX dôme : investigation expérimentale du remplissage de la cavité aux temps courts et aux temps longs. Technical report, LEGI, Grenoble (France), 2010.
- [17] A.J. CHORIN. Flame advection and propagation algorithms. *Journal of Computational Physics*, 35 :1–11, 1980.
- [18] J. P. COCCHI, R. SAUREL, and J. C. LORAUD. Some remarks about the resolution of high velocity flows near low densities. *Shock Waves*, 8(2) :119–125, 1998.
- [19] P. COSTE. A large interface model for two-phase CFD. *Nuclear Engineering and Design*, 255 :38–50, 2013.
- [20] B.J. DALY. Numerical study of two fluid Rayleigh-Taylor instability. *Physics of Fluids*, 10(2) :297–307, 1967.
- [21] J. DELHAYE, M. GIOT, and M. RIETHMULLER. *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*. Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [22] C. DESNOUS. *Étude expérimentale de la dépressurisation rapide du C<sub>6</sub>F<sub>14</sub> et caractéristiques du brouillard formé*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012.
- [23] C. DESNOUS, A. CARTELLIER, and N. MEYERS. Experimental investigation of explosive vaporization of C<sub>6</sub>F<sub>14</sub>. *Comptes Rendus Mécanique*, 341 :88–99, 2013.
- [24] E. DEUTSCH and O. SIMONIN. Large Eddy Simulation applied to the motion of particules in stationary homogeneous fluid turbulence. *Proc. Turbulence Modification in Multiphase Flows, ASME-FED*, 110 :35–42, 1991.
- [25] D. A. DREW. Mathematical modeling of two-phase flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15 :261–291, 1983.
- [26] EDF and CEA. NEPTUNE\_CFD version 2.0.0 Theory Guide. *H-181-2013-01693-EN*, 2013.
- [27] J. FABRE, L. MASBERNAT, and C. SUZANNE. Stratified flows, Part I : local structure. *Multiphase Science and Technology*, 3 :285–301, 1987.
- [28] R.B. FDHILA and O. SIMONIN. Eulerian prediction of a turbulent bubbly flow downstream of a sudden pipe expansion. *6<sup>th</sup> Workshop on Two-Phase Flow Prediction*, pages 85–115, 1992.
- [29] A. GUELFY, M. BOUCKER, J.-M. HÉRARD, P. PÉTURAUD, D. BESTION, P. BOUDIER, P. FILLION, M. GRANDOTTO, and E. HERVIEU. A new multi-scale platform for advanced nuclear thermal-hydraulics. Status and prospects of the NEPTUNE project. *Proc. 11<sup>th</sup> International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11)*, Avignon (France), October 2-6 2005.
- [30] D. GUEYFFIER and S. ZALESKI. Full Navier-Stokes simulations of droplet impact on thin liquid films. *Proc. Third International Conference on Multiphase Flow (ICMF), Lyon (France)*, 1998.
- [31] S. GUIGNARD, R. MARCER, V. REY, C. KHARIF, and P. FRAUNIÉ. Solitary wave breaking on sloping beaches : 2D two phase flow numerical simulation by SL-VOF method. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 20 :57–74, 2011.
- [32] F. H. HARLOW and J.E. WELCH. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of Fluids*, 8(12) :2182–2189, 1965.
- [33] J. HE and O. SIMONIN. Modélisation numérique des écoulements turbulents gaz-solides en conduite verticale. Technical report, EDF R&D, 1994.

- [34] N. HÉRENGER. *Étude expérimentale du transitoire de remplissage des cavités d'injection des organes de combustion du moteur VINCI*. PhD thesis, LEGI, Grenoble (France), 2012.
- [35] C.W. HIRT and B.D. NICHOLS. Volume Of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39 :201–225, 1981.
- [36] Y.Y. HSU. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer*, 84 :207–216, 1962.
- [37] E.D. HUGHES and R.B. DUFFEY. Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(5) :599–619, 1991.
- [38] IDEL'CIK. *Mémento des pertes de charge : Coefficients de pertes de charge singulières et de perte de charge par frottement*. 1986.
- [39] M. ISHII and T. IBIKI. *Thermo-fluid Dynamics of Two-phase Flow*. Springer, 2011 (seconde édition).
- [40] P. JAMES, C. FIORENTINO, P. CAISSO, J.N. CARUANA, and J.M. BAHU. Technological readiness of the Vinci Expander engine. *International Astronautical Federation*, 2008.
- [41] I. KATAOKA. Local instant formulation of two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(5) :745–758, 1986.
- [42] N.A. KONAN, H. NEAU, O. SIMONIN, M. DUPOIZAT, and T LE GOAZIOU. 3D unsteady multiphase simulation of uranium tetrafluoride particle fluorination in fluidized bed pilot. *Proc. 20<sup>th</sup> International Conference On Fluidized Bed Combustion, FBC 2009, Xian City (China)*, 2009.
- [43] N. KURUL and M.Z. PODOWSKI. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling. *Proc. Conference on heat and mass transfer, Jerusalem*, 1991.
- [44] B. LAFAURIE, C. NARDONE, R. SCARDOVELLI, S. ZALESKI, and G. ZANETTI. Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. *Journal of Computational Physics*, 113 :134–147, 1994.
- [45] M. LANCE. *Contribution à l'étude de la turbulence dans la phase liquide des écoulements à bulles*. PhD thesis, Université Claude Bernard, Lyon, France, 1979.
- [46] W.C. LASHER and D.B. TAULBEE. On the computation of turbulent backstep flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13 :30–40, 1992.
- [47] B.E. LAUNDER, A. MORSE, W. RODI, and D.B. SPALDING. The prediction of free shear stress flows - a comparison of the performance of six turbulent models. *Proc. Langley Free Shear Flows Conference NASA SP320*, 1972.
- [48] B.E. LAUNDER, G.J. REECE, and W. RODI. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, 68 :537–566, 1975.
- [49] J. LAVIÉVILLE and P. COSTE. Numerical modelling of liquid-gas stratified flows using two-phase eulerian approach. *Proc. 5<sup>th</sup> International Symposium on Finite Volumes for Complex Applications (FVCA5), Aussois (France)*, June 08-13 2008.
- [50] J. LAVIÉVILLE, E. QUEMERAIS, S. MIMOUNI, M. BOUCKER, and N. MÉCHITOUA. NEPTUNE\_CFD V1.0 manuel théorique. *Rapport EDF HI-81/05/032/P*, 2006.
- [51] D. LEGENDRE. *Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique*. PhD thesis, IMFT, Toulouse (France), 1996.
- [52] Y. LETOURNEUR, F. LELEU, D. PINARD, J. KRUEGER, and M. BALDUCCINI. Status of next generation expendable launchers concepts within the FLPP program. *Acta Astronautica*, 66 :1404–1411, 2010.



- [53] J. LI. Calcul d'interface affine par morceaux. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie*, 320 :391–396, 1995.
- [54] A. LLOR and P. BAILLY. A new turbulent 2-field concept for modelling RT, RM and KH mixing layers. *Laser and Particule Beams*, 311, 2003.
- [55] N. MÉCHITOUA, M. BOUCKER, J. LAVIÉVILLE, J.M. HÉRARD, S. PIGNY, and G. SERRE. An unstructured finite volume solver for two-phase water/vapour flows modelling based on elliptic oriented fractional step method. *Proc. 10<sup>th</sup> International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH 10, Séoul, Corée du Sud*, 2003.
- [56] N. MÉCHITOUA, M. BOUCKER, S. MIMOUNI, S. PIGNY, and G. SERRE. Numerical simulation of multiphase flow with an elliptic oriented fractional step method. *Proc. Third International Symposium on Finite Volumes for Complex Applications, Porquerolles France*, 2002.
- [57] N. MÉCHITOUA, B. JENNESSON, J.-P. SCHNEIDER, M. LUCK, and E. VALETTE. Assessment of NEPTUNE\_CFD code for some free surface flows interesting fluvial hydraulic. *Proc. 7<sup>th</sup> International Conference on Multiphase Flow (ICMF), Tampa (USA)*, 2010.
- [58] N. MEYERS. Rapport R&T Logique de « Modélisation 3D RANS des transitoires ». Technical report, Snecma, 2007.
- [59] J.-C. MICAELLI, B. SPINDLER, and A. MEMPONTEIL. Thermohydraulique diphasique pour Ariane : un exemple de diffusion technologique. *La houille blanche*, (1) :54–57, 1995.
- [60] M. MONTOUT. *Contribution au développement d'une Approche Prédictive Locale (APL) de la crise d'ébullition*. PhD thesis, IMFT, Toulouse (France), 2009.
- [61] J.B. MOREAU. *Modélisation de l'écoulement polyphasique à l'intérieur et en sortie des injecteurs Diesel*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2005.
- [62] R.F. MUDDE and O. SIMONIN. Two- and three-dimensional simulations of a bubble plume using a two-fluid model. *Chemical Engineering Science*, 54 :5061–5069, 1999.
- [63] H. NEAU, P. FEDE, J. LAVIÉVILLE, and O. SIMONIN. High performance computing (HPC) for the fluidization of particle-laden reactive flows. In *Proc. Fluidization XIV, Noordwijkerhout (The Netherlands)*, 2013.
- [64] H. NEAU, J. LAVIÉVILLE, and O. SIMONIN. NEPTUNE\_CFD high parallel computing performances for particle-laden reactive flows. *Proc. 7<sup>th</sup> International Conference on Multiphase Flow, ICMF, Tampa (USA)*, 2010.
- [65] B.D. NICHOLS and C.W. HIRT. Methods for calculating multidimensional, transient free surface flows past bodies. *Proc. First International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Gaithersburg, MD (USA)*, 1975.
- [66] W.F. NOH and P. WOODWARD. SLIC : Simple line interface calculation. *Proc. Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, 59 :330–340, 1976.
- [67] S. OSHER and J.A. SETHIAN. Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79(1) :12–49, 1988.
- [68] A. PACROS, J. FOLLET, and B. VIEILLE. Microgravity activities for the Vinci engine re-ignition capability. In *Microgravity Transport Progresses in Fluid, Thermal, Biological and Materials Sciences III*, Davos (Switzerland), September 14 to 19 2003.
- [69] S. PIGNY, M. BOUCKER, J. LAVIÉVILLE, and N. MÉCHITOUA. Extensive assessment of the numerical method of the new NEPTUNE two-phase CFD solver on numerical benchmark exercises for steam-water flows. *Proc. International Conference on Multiphase Flows (ICMF), Yokohama, Japan, May 31 - June 3 2004*.

- [70] G. RYSKIN and L.G. LEAL. Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics - Part 1. The finite-difference technique. *Journal of Fluid Mechanics*, 148 :1–17, 1984.
- [71] G. RYSKIN and L.G. LEAL. Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics - Part 2. Buoyancy-driven motion of a gas bubble through a quiescent liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 148 :19–35, 1984.
- [72] G. RYSKIN and L.G. LEAL. Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics - Part 3. Bubble deformation in an axisymmetric straining flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 148 :37–43, 1984.
- [73] C. SAULNIER, O. SIMONIN, D. VEDRINE, and L. DONNAT. Eulerian multiphase modeling of feed injection and vaporisation in FCC riser reactors. *Circulating Fluidized Bed Technology VIII, Kefa Cen Ed., International Academic Publishers/Beijing Word Publishing Corporation*, pages 328–335, 2005.
- [74] R. SAUREL and R. ABGRALL. A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 150 :425–467, 1999.
- [75] R. SAUREL and R. ABGRALL. A simple method for compressible multifluid flows. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 21 :1115–1145, 1999.
- [76] L. SCHWARTZ. *Méthodes mathématiques pour les sciences physiques*. Hermann, 1961.
- [77] N. SEILER-MARIE, J.M. SEILER, and O. SIMONIN. Transition boiling at jet impingement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (Issue 23) :5059–5070, 2004.
- [78] J.A. SETHIAN and P. SMEREK. Level Set methods for fluid interfaces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35 :341–72, 2003.
- [79] O. SIMONIN. Prediction of the Dispersed Phase Turbulence in Particle-Laden Jets. *Gas-Solid Flows-1991, ASME FED*, 121 :197–206, 1991.
- [80] O. SIMONIN. Continuum modelling of dispersed two-phase flows. *Von Karman Institute Lectures, Combustion in Two-phase flows*, 2 :K1–K47, 1996.
- [81] J. SOULAS. *Modélisation et simulation de la pulvérisation d'un jet liquide - Application à l'injection directe essence*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2002.
- [82] C.G. SPEZIALE, S. SARKAR, and T. GATSKI. Modelling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 227(1) :245–272, 1991.
- [83] M. SUSSMAN, P. SMEREKA, and S. OSHER. A Level Set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114 :146–159, 1994.
- [84] Y. TOBITA, S. KONDO, H. YAMANO, S. FUJITA, K. MORITA, W. MASCHKEK, and T. CADIOU. The development of SIMMER-III, an advanced computer program for LMFBR safety analysis. In *IAEA/NEA Technical Meeting on Use of Computational Fluid Dynamics (CFD) Codes for Safety Analysis Reactors Systems Including Containment*, volume 13, Pisa (Italy), November 2002.
- [85] B. TRUCHOT, A. BENKENIDA, and J. MAGNAUDET. An eulerian approach for spray modelling in internal combustion engines. *Proc. 19<sup>th</sup> International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Nottingham (Royaume-Uni)*, pages 350–355, 2004.
- [86] G. TRYGGVASON, B. BUNNER, A. ESMAEELI, D. JURIC, N. AL-RAWAHI, W. TAUBER, J. HAN, S. NAS, and Y.-J. JAN. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, 169 :708–759, 2001.

- [87] H.C. ÜNAL. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m<sup>2</sup>. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19 :643–649, 1976.
- [88] A. VALLET. *Contribution à la modélisation de l'atomisation d'un jet liquide haute pression*. PhD thesis, Université de Rouen, 1997.
- [89] A. VALLET and R. BORGHI. Modélisation eulérienne de l'atomisation d'un jet liquide. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris*, 327 (Issue 10) :1015–1020, 1999.
- [90] E. R. VAN DRIEST. On Turbulent Flow Near a Wall. *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)*, Vol. 23, No.11 :1007–1011, 1956.
- [91] P.L. VIOLLET and O. SIMONIN. Introduction à la modélisation des écoulements constitués d'une phase continue contenant des inclusions dispersées en mouvement. In *Cours Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Aérodynamique de la combustion, Paris*, 1991.