



HAL
open science

Simulation numérique de jets liquides cisailés par une phase rapide

Nicolas Odier

► **To cite this version:**

Nicolas Odier. Simulation numérique de jets liquides cisailés par une phase rapide: Dynamique de battement à grande échelle et interaction avec les structures tourbillonnaires.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT: . tel-01147882v1

HAL Id: tel-01147882

<https://theses.hal.science/tel-01147882v1>

Submitted on 2 May 2015 (v1), last revised 19 May 2015 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Energétique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Nicolas ODIER

Thèse dirigée par **Christophe CORRE** et
codirigée par **Guillaume BALARAC**

préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements
Geophysiques et Industriels (LEGI)**

dans l'**École Doctorale Ingénierie – Matériaux Mécanique
Energétique Environnement Procédés Production (I-MEP2)**

Simulation numérique de jets liquides cisailés par une phase rapide

**Dynamique de battement à grande échelle et interaction avec
les structures tourbillonnaires**

Soutenue publiquement le **18/12/14**,
devant le jury composé de :

Mr Alain CARTELLIER

Directeur de recherche CNRS au LEGI (Grenoble), Examineur

Mr Olivier DESJARDINS

Assistant Professor at Cornell University (Ithaca, NY), Rapporteur

Mr Jean-Luc ESTIVALEZES

Maître de recherches ONERA (Toulouse), Rapporteur

Mr Vincent MOUREAU

Chargé de recherches CNRS au CORIA (Rouen), Examineur

Mr Guillaume BALARAC

Maître de conférences à l'ENSE³ (Grenoble), Co-encadrant

Mr Christophe CORRE

Professeur à l'École Centrale de Lyon (Lyon), Directeur de Thèse



Remerciements

Difficile exercice que ces remerciements... Parce que je compte y dire ce que je pense vraiment, parce que j'aimerais n'oublier personne, parce qu'il faut faire court (désolé, y'en a quand même 3 pages), et parce que je sais bien que sur les 209 pages de ce manuscrit, ce sont celles-là que l'on retient.

Je me dois avant tout de remercier les membres du jury, qui m'honorent tous par leur présence, et l'intérêt qu'ils m'ont témoigné. Je dois un grand merci à monsieur **Olivier Desjardins** d'avoir accepté de rapporter ce travail, et sa présence à Grenoble pour ma soutenance fut un grand honneur. Une certaine tension s'est emparée de moi lorsque j'ai su qu'il rapporterait ce travail, largement accrue par l'étude minutieuse de ses travaux... Merci à monsieur **Jean-Luc Estivalezes**, parfaitement au fait des problématiques tant physiques/industrielles que numériques, d'avoir également accepté la tâche de rapporter ce travail. Sa présence au sein du jury fut un honneur supplémentaire. Je dois un grand merci à **Vincent Moureau**, bien sûr pour avoir bien voulu faire partie du jury, de lire mon travail, et d'être venu m'écouter. Je lui dois surtout un grand merci pour son énergie passionnée et sa disponibilité au cours de ces trois années, lorsque les affres du numérique venaient me faire obstacle, une "hotline" en or¹. Présenter au "père" de Yales² ce que j'ai pu en faire fut également intimidant. Enfin, je remercie vivement **Alain Cartellier** d'avoir accepté de présider ce jury. Mais bien plus qu'un président du jury, il est surtout un chercheur animé par la compréhension de la physique, aimant les résultats concrets, fiables, bien justifiés, et surtout utilisables. Son charisme et sa connaissance biblique des travaux existants furent la quatrième touche de tension.

J'ai souvent comparé les grimpeurs/alpinistes aux chercheurs, par les nombreux points communs qu'ils partagent : ils sont quand même tous un peu particuliers, nombre d'entre eux ont leur égo et/ou leur fort caractère, on ne les comprend pas toujours bien (et disons-le, certains sont parfaitement inadaptés au monde "de la vraie vie"...). Ils ont surtout en commun de se mettre de leur propre chef au pied d'un problème, d'essayer de l'appréhender et de le comprendre, de chercher à s'en sortir, tout ça sans que personne ne leur ait rien demandé. Et par-dessus tout, ils aiment ça. Il est cependant acquis que les alpinistes sont les "conquérants de l'inutile", et sur ce point là, je n'ai jamais osé faire de comparaison, de peur de la réponse...

L'intérêt que messieurs Desjardins, Estivalezes, Moureau, et Cartellier ont manifesté (du moins, me semble-t-il) à l'égard de mon travail, chacun pour ses raisons, est ce pour quoi je vous suis le plus reconnaissant. Je peux sereinement dire que la quête de la recherche est loin d'être vaine, que tout travail a son intérêt et son utilité, et en particulier celui-ci.

Je réserve un paragraphe spécial à mes "chefs", en commençant tout d'abord par mon direc-

1. J'en profite pour remercier, Ghislain Lartigue, David Taïeb que j'ai pu rencontrer à Rouen, ainsi tous les collaborateurs que je ne connais pas, qui font que ce code est ce qu'il est aujourd'hui.

teur, **Christophe**, qui durant les 2 premières années a posé sur mon travail son regard empreint d'un recul bien nécessaire. Tel un gardien de refuge, un oeil aux jumelles, l'autre sur le bulletin météo, tu t'es assuré que ma course se passait bien, et que je serai de retour le soir sans encombre². Je te dois surtout un grand merci pour ta réactivité et ton profond investissement ces derniers mois, lors de la rédaction de ce manuscrit (et encore aujourd'hui pour les articles sur le feu...).

Enfin, c'est bien tard que j'ai pris la mesure de la confiance que **Guillaume** a bien voulu m'accorder en me confiant ce travail. Je sais que je suis la cause de quelques-unes de tes nuits blanches, parce que j'avais en main une suite logique de ton propre travail de thèse, que tu n'aurais sans doute pas toujours pris les mêmes directions que moi, et que ce travail est voué à rester. J'espère que le présent manuscrit honore suffisamment cette confiance, et que ma prestation orale restera un souvenir agréable. Je garderai le souvenir d'un chercheur passionné, bosseur, humain, bosseur, cultivé, bosseur³, avec sa pointe d'ambition, dissimulée par son humilité. Un compagnon de cordée comme les on aime : optimiste, calme, même dans la tempête (ou plutôt, disons, qui ne montre pas son stress...), diplomate (parfois trop ?), évidemment ultra-compétent, sur qui on peut compter, et qui m'a laissé tracer ma propre ligne tout en restant à l'assurance. Je te souhaite de nombreuses et belles aventures, de savoir imaginer de nouveaux itinéraires, variés, audacieux, élégants, avec de nombreux compagnons différents. Je te souhaite aussi de parfois savoir ne rien faire ("Prenez donc un peu de repos, afin de finir au plus vite!"). Quoi qu'il en soit, s'il fallait à l'avenir que je me réencorde avec toi, c'est sans hésiter que j'accepterai.

Et puis il y a tous les autres collègues, en commençant par l'immense Patrick, notre de pierre de voûte de l'équipe MoST, l'homme sans qui tout s'effondre, où encore notre oxygène sans quoi rien n'est possible. Tes jours de vacances sont nos jours de torture. Merci à Jean-Philippe M, qui m'aura fait toucher du doigt la complexité des analyses théoriques, et qui aura fait prendre du sens à mon travail, Henda D, Stephane B, Eric G... Merci à tous mes collègues thésards pour les bons moments de ces 3 années, les "anciens" Jean D, Guillaume M (dit Cornic), Olivier B. Merci à mes collègues de la salle de spo... heu, de la salle calcul : Laurent K, volleyeur-multisport, et surtout, fort matheux. Mouloud K, cinéphile végétarien aux idéaux politiques, Boris C, skieur devenu grimpeur (en voilà un qui a tout compris), Antoine V, vélocipédiste devenu père. Merci pour ces heures post-19 heures où germèrent les idées du bouquin que l'on devra écrire, pour ces moments mémorables à Copenhague où la science n'a sans doute pas avancé... Et promis, si dans un an j'ai pas de boulot, on la monte notre boîte de charpente! Chez les thésards, il y en a un à qui je dois tant : Antoine Delon, parapentiste à ses heures, artiste-chercheur passionné à plein temps. Précieux privilège que d'avoir un collègue avec qui confronter son travail, avec qui essayer de comprendre à la lumière d'un autre regard, et qui fait prendre du sens à son travail. Mais cet homme a son défaut, il ne sait pas dire non. Ca te perdra gamin!

Bon courage aux suivants, Sylvia, Nathanaël (et que les TP restent toujours notés aussi scientifiquement...), Lucas, Alexandre, et tous les autres.

Et il y a d'autres gens étranges que je me dois de remercier, en commençant par les fous du feu 17 square le Perier, haut lieu de l'escalade et de l'alpinisme grenoblois⁴, univers ubuesque rythmé par les ondes maléfiques de radio-cuisine, où j'occupe le poste de "chercheur en flaques

2. Merci Manue, Merci Antho. Merci surtout à ma bonne étoile, d'avoir bien voulu briller au moins une seconde fois, ce 09/12/2012.

3. Je sais plus, y'a un truc avec le travail et la santé, non... ?

4. Et depuis peu, véritable site cuvettard! <http://grenoble-ecrins.com/WordPress3/topo-du-17-square-perier>

d'eau". Merci donc à Marvin, incarnation humaine des concepts que sont l'énergie positive, l'insouciance et la liberté, et qui travaille aussi à sa manière dans la flaque d'eau. Merci Quentin, jeune Beatles au fond du couloir, Elodie, candide bisounours en voyage sur Terre. En espérant que la vie te soit belle (de même, je souhaite que la vie sourit à celle qui m'aura appris combien les relations humaines peuvent être compliquées, quand on peut faire simple...). Merci Julien, au comportement jamais bien logique (Pffffff, nan mais là c'est l'enfer là, l'enfer jte dis...). Sans que tu ne le saches, ton parcours si différent du mien m'aura bien appris sur moi-même. Merci Julian, guide du Pilat, que l'on croit sérieux, mais qui, lorsque le chat (où plutôt Jeanne) n'est pas là, est de loin le plus bête de tous.

Un grand merci également à mes colocs d'adoption, qui ont bien voulu me recueillir aux heures sombres de la rédaction (et même un peu plus, dans cette douillette buanderie...). Merci à vous, Jacques (chercheur au regard auto-dérisoire, parfois acerbe), Sophie (mangeuse de bêtes, et ouais...), Nacho (skieur indépendantiste catalan mangeur de céréales), Aurélie (planteuse de légumes en reconversion), Seb (alpiniste-militaire en villégiature). Ah oui, merci Véro d'être belge, ne change rien. Merci Karma (comment on dit ouaf en belge?).

Merci les potes, mon gros Renal, Tiben, le gros Steph, Jeanne, Léa, les grimpeurs, la saint-é'smala (Nathan, Jésus, Patate, Benji, Elvin, Eva,...).

Je ne leur témoigne pas suffisamment, mais je n'oublie pas mes grands-parents. Je leur adresse par là même une pensée bien affectueuse. Merci Marianne d'animer le 40 rue St-Lo, on en a marre de ces gens calmes et zens. Je souhaite bon vent à mes frangines dans la vie, qui l'attaquent chacune à leur âge.

J'en oublie, qu'ils me pardonnent. Mais parce que je suis encore plus mauvais avec eux qu'avec les autres, et parce que je ne leur ai sans doute jamais dit, je dois un immense merci à mes deux parents, à qui je dois tout.

*A la santé
Au futur, à l'humour, et à la chance
Aux choses simples
A ceux qui ne sont plus là,
et qui nous manquent...
A la vie quoi!*

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	25
Organisation du mémoire	29
1 Etat de l'art théorique et expérimental	31
1.1 Ecoulements cisailés monophasiques	31
1.1.1 Couche de mélange monophasique	31
1.1.2 Jets coaxiaux monophasiques	35
1.2 Jets liquides cisailés par un gaz rapide : résultats expérimentaux et théoriques .	38
1.2.1 Préliminaires : Effets de la tension superficielle	38
1.2.2 Interface liquide soumise à un cisaillement gazeux	39
1.2.2.1 Analyse de stabilité linéaire	39
1.2.2.2 Mécanisme inviscide de déstabilisation : Kelvin-Helmholtz	40
1.2.2.3 Mécanismes d'instabilité d'origine visqueuse	41
1.2.2.4 Instabilité secondaire	44
1.2.2.5 Entraînement du liquide	45
1.2.3 Nappes liquides planes	45
1.2.4 Jets liquide-gaz coaxiaux	54
1.2.5 Etude de l'interaction liquide-gaz	56
1.3 Synthèse de l'étude bibliographique physique, références complémentaires	58
2 Aspects numériques et outils d'analyse	61
2.1 Simulation numérique d'écoulements diphasiques	61
2.1.1 Equations générales de conservation	61
2.1.2 Equations de conservation dans le cas incompressible et diphasique	63
2.2 Etat de l'art numérique : traitement des conditions de saut et suivi d'interface . .	64
2.2.1 Traitement des conditions de saut	64
2.2.2 Suivi d'interface : Marqueurs lagrangiens ("Front Tracking")	65
2.2.3 Méthode eulérienne Volume of Fluid	66
2.2.4 Méthode eulérienne Level Set	67
2.2.5 Méthodes "Mixtes", couplages, et autres stratégies	69
2.3 Stratégies numériques adoptées dans le solveur YALES2	71
2.4 Mise en œuvre des simulations	74
2.4.1 Configurations analysées et paramètres physiques des phases	74
2.4.2 Profil de vitesse	75

2.4.3	Maillage	78
2.5	Outils d'analyse de l'écoulement	80
3	Simulation d'une nappe liquide plane cisailée	85
3.1	Résumé du chapitre	85
3.2	Dynamique de battement global d'une nappe liquide cisailée	87
3.2.1	Mécanisme de la déstabilisation globale de la nappe liquide	87
3.2.2	Caractérisation statistique du battement - comparaison avec la littérature	90
3.2.2.1	Taux de présence liquide - Cœur liquide - Distance de battement	92
3.2.2.2	Taux d'amplification spatial	93
3.2.2.3	Profils de vitesses moyennes	96
3.2.3	Caractérisation dynamique du battement - comparaison avec la littérature	97
3.2.3.1	Fréquence de l'instabilité interfaciale primaire	97
3.2.3.2	Fréquence de l'oscillation globale	99
3.2.3.3	Vitesse convective	103
3.2.4	Bilan du mécanisme de battement à grande échelle de la nappe liquide . .	108
3.3	Influence de δ_2 sur la dynamique de la nappe	110
3.3.1	Influence de δ_2 sur l'écoulement général	110
3.3.2	Influence de δ_2 sur les quantités statistiques	110
3.3.3	Influence de δ_2 sur les quantités dynamiques du battement	112
3.3.4	Quantité caractéristique du battement	114
3.4	Contrôle passif du battement global de la nappe par les paramètres d'injection . .	116
3.4.1	Configuration de référence "non oscillante"	117
3.4.1.1	Description de la configuration de référence non-oscillante	117
3.4.1.2	Quantités moyennes et caractérisation de la dynamique	119
3.4.2	Effet de l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide	123
3.4.2.1	Description globale de l'écoulement	124
3.4.2.2	Quantités moyennes et caractéristiques dynamiques	124
3.4.3	Effet de l'augmentation du rapport des vitesses	129
3.4.3.1	Description globale de l'écoulement	130
3.4.3.2	Quantités moyennes caractéristiques dynamiques	130
3.5	Conclusions et Perspectives	135
4	Etude des jets coaxiaux diphasiques	137
4.1	Résumé du chapitre	138
4.2	Introduction et Motivations	139
4.3	Retour sur l'étude de convergence en maillage	139
4.4	Comparaison des cas plans et coaxiaux	141
4.4.1	Effet de l'ajout d'un rayon du courbure	141
4.4.2	Comparaison de l'aspect général des jets coplanaires et coaxiaux	142
4.4.3	Comparaison des champs moyens	142
4.4.4	Comparaison de fréquences des jets plans et coaxiaux	146
4.5	Analyse d'une configuration coaxiale de référence	148
4.5.1	Aspect global de l'écoulement de référence	149
4.5.2	Analyse statistique	149
4.5.3	Analyse dynamique - retour sur les outils de mesure	152
4.5.4	Analyse de la dynamique du cas de référence	153
4.6	Influence des paramètres d'injection sur la dynamique	158

4.6.1	Influence de δ_2	160
4.6.2	Effet du rapport des vitesses	161
4.6.3	Effet du rapport des flux de quantité de mouvement M	163
4.6.3.1	Effet de la modification de M	163
4.6.3.2	Effet de la conservation de M	164
4.6.4	Effet du rapport des masses volumiques	167
4.7	Contrôle passif et actif du battement du jet	168
4.7.1	Déclenchement du battement par l'augmentation de δ_1	168
4.7.2	Déclenchement du battement avec un forçage sinusoïdal	170
4.7.3	Blocage du battement par l'augmentation de H_2	173
4.7.4	Conclusions sur le contrôle du battement	176
4.8	Conclusions sur la géométrie coaxiale	177
5	Simulation d'un écoulement étudié expérimentalement	179
5.1	Résumé du chapitre	179
5.2	Motivations et introduction	180
5.3	Mise en œuvre des simulations	181
5.4	Simulation découplée de l'injecteur et du domaine diphasique	181
5.4.1	Etablissement du profil des vitesses dans l'injecteur	183
5.4.2	Maillage du domaine diphasique et simulation du jet	183
5.5	Simulation couplée de l'injecteur et du domaine diphasique	185
5.5.1	Comparaison avec les données expérimentales	185
5.5.2	Etude au sein l'injecteur	188
5.5.3	Mise en place de stratégies de forçage	190
5.5.3.1	Les différents forçages mis en place	190
5.5.3.2	Mesure de la fréquence des vagues interfaciales du cas forcé 50Hz	194
5.6	Conclusions et perspectives	195
6	Conclusions générales et perspectives	197
	Bibliographie	200

Liste des tableaux

1.1	Propositions de nombres de Strouhal et de lois d'évolution de la fréquence de battement.	51
1.2	Corrélations pour la longueur de rupture d'une nappe plane.	53
1.3	Corrélations pour la longueur de dard liquide d'un jet coaxial.	55
2.1	Paramètres physiques de chacune des phases	75
2.2	Paramètres adimensionnels pouvant caractériser l'écoulement	75
3.1	Confrontation de notre longueur de cœur liquide avec les propositions existantes dans la littérature, pour la longueur intacte liquide du phénomène d'atomisation, entraînant un liquide vers une phase gazeuse sous forme de spray. Les définitions des nombres adimensionnels de chacun des auteurs sont données au tableau 1.3 de la sous-section 1.2.4 de l'état de l'art.	93
3.2	Comparaison de notre taux d'amplification adimensionnel aux valeurs expérimentales adimensionnée par l'épaisseur de nappe liquide.	96
3.3	Comparaison de notre fréquence d'instabilité interfaciale primaire avec les propositions de la littérature.	99
3.4	Comparaison de notre fréquence de battement global avec les résultats des corrélations proposées dans la littérature.	102
3.5	Utilisation de notre fréquence de battement global dans les nombres de Strouhal proposés dans la littérature.	102
4.1	Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration coaxiale de référence.	149
4.2	Paramètres caractéristiques des simulations réalisées pour l'étude de la modification de M	164
4.3	Paramètres de simulation pour l'étude réalisée à M constant.	166
4.4	Caractéristiques des simulations réalisées pour l'étude de la variation du rapport $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$	168
4.5	Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration ne présentant pas de dynamique de battement.	170
4.6	Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration présentant une dynamique de battement importante.	174
5.1	Paramètres de l'écoulement simulé.	181

Table des figures

1	A gauche : Nappe annulaire liquide cisailée entre deux écoulements gazeux contrarotatifs (d'après Jeon et <i>al.</i> [60]). A droite : Combustion en aval de l'injection diphasique (expérience NASA, Stanford).	26
2	A gauche : vue schématique du Moteur Vinci (Snecma), dont il est prévu qu'il équipe la fusée Ariane 6. A droite : assemblage des 566 injecteurs coaxiaux du moteur Vulcain 2 (EADS Astrium).	27
3	A gauche : représentation en coupe d'un injecteur coaxial. A droite : jet d'oxygène liquide (LOX) cisailé par une couronne de dihydrogène gazeux (GH2) (d'après Murrone et <i>al.</i> [97]).	27
1.1	Mécanisme de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz provoquant l'amplification d'une petite perturbation de la nappe de vorticité.	32
1.2	Structures cohérentes laminaires se développant dans une couche de mélange hélium/nitrogène laminaire (en haut) et turbulente (en bas). D'après Brown et Roshko [10]	33
1.3	Mécanisme de tridimensionnalisation de la couche de mélange. D'après Bernal et Roshko [7].	33
1.4	Développement d'une couche de mélange monophasique. D'après Huerre [58] . . .	34
1.5	Configuration d'un jet coaxial et écoulement résultant.	36
1.6	Naissance d'une zone de recirculation avec l'augmentation du rapport des vitesses r_u . D'après Rehab et <i>al.</i> [108].	37
1.7	Simulation numérique directe d'un jet coaxial. Du développement de structures tourbillonnaires bidimensionnelles à un état de turbulence pleinement développé. D'après Da Silva [98].	37
1.8	Instabilités primaires (a) et secondaires (b) se développant sur l'interface sous l'effet d'un cisaillement gazeux, suivies de la brisure des ligaments en gouttes (c). D'après Ben Rayana [6].	39
1.9	Mécanisme du "H-Mode" : (a) : Profil de vitesse initial. (b) : perturbation de l'interface modifiant le profil de vitesse, et créant des cellules de vorticité. (c) : advection des cellules de vorticité, amplification des perturbations de l'interface. D'après Hooper et Boyd [56] et Hinch [52].	43
1.10	Profils de vitesse utilisés dans les analyses de stabilité linéaire de Raynal [107] (a), Yecko et Zaleski [132] et Boeck et Zaleski [8] ((b)), Matas et <i>al.</i> [91] ((c)) et Fuster et <i>al.</i> [41] ((d)).	44
1.11	Différentes instabilités d'une nappe soumise à un cisaillement gazeux. D'après Carentz [11].	46
1.12	Configuration étudiée par Squire [121]	47

1.13	Modes sinusoïdal (a) et variqueux (b) proposés par Hagerty et Shea [47] pour la déstabilisation globale de la nappe.	47
1.14	Oscillation globale d'une nappe liquide débouchant dans une atmosphère au repos. D'après Crapper et <i>al.</i> [17].	48
1.15	Evolution linéaire de la fréquence de battement avec la vitesse gaz U_2 . Résultats de Mansour et Chigier [85] ((a)), Lozano et <i>al.</i> [81] ((b)) et Couderc [16] ((c)).	48
1.16	(a) : Zones A,B,C définies par Mansour et Chigier [85]. Comportement retrouvé par Lozano [80] (b), Carvalho [12] (c) et Couderc [16] (d).	49
1.17	Illustration des 3 régimes d'oscillation : zone A (a), B (b) et C (c). D'après Lozano et <i>al.</i> [79]	50
1.18	Différentes propositions de nombre de Strouhal pour caractériser l'oscillation de la nappe.	52
1.19	Mécanismes de rupture d'une nappe liquide selon Stapper et Samuelsen [122]. Mode par cellules (gauche) et par ligaments (droite)	52
1.20	Evolution de l'angle de spray avec la vitesse liquide U_1 : résultat de Mansour et Chigier [85] (a) et de Carvalho [12] (b).	54
1.21	Instabilités d'un jet liquide coaxial soumis à un cisaillement gazeux : instabilité primaire (a) et secondaire (b) (d'après Marmottant et Villermaux [86]). Phénomène de "flapping" (c) (courtoisie Antoine Delon).	55
1.22	Visualisation PIV de l'écoulement gazeux (en jaune et bleu) autour du jet liquide (en noir). La vague de l'instabilité primaire se développe de façon dissymétrique. L'écoulement gazeux subit un décollement en aval de cette vague, et est lui-même dissymétrisé. D'après Matas et <i>al.</i> [91].	56
1.23	Mises en évidence expérimentales de l'interaction liquide-gaz. (a) : Structures tourbillonnaires gazeuses provoquées dans une atmosphère initialement au repos par le passage d'un jet plan (d'après [17]). (b) : Décollement tourbillonnaire (en gris clair - blanc) de l'écoulement gazeux derrière un maximum d'amplitude de battement de la nappe (en blanc) (d'après [79]). (c) : Structure tourbillonnaire gazeuse issue du décollement derrière la lèvres de l'injecteur (en gris foncé) simplement convectée le long de la nappe plane (en blanc), sans battement global de la nappe. D'après [79].	57
1.24	Mises en évidence numériques de l'interaction liquide-gaz. Décollement tourbillonnaire en aval de l'injecteur (a), et présence de structure tourbillonnaire gazeuse en l'absence d'injecteur (d'après [78]). (c) : Représentation du décollement tourbillonnaire en aval de l'injecteur par une marche descendante, la condition limite en bas du domaine étant un mur se déplaçant à la vitesse d'une interface fictive (D'après [103]).	58
2.1	Volume de contrôle Ω . Sont représentés les efforts de pression et les efforts visqueux sur un élément de surface élémentaire.	62
2.2	Principe de la méthode Ghost-Fluid : extension \mathbf{u}_{i+1}^+ de la quantité discontinue \mathbf{u} à travers l'interface τ séparant les domaines Ω^+ et Ω^- . D'après Ménard [93].	65
2.3	Ensemencement de l'une des phases par des marqueurs lagrangiens.	66
2.4	Méthode "Front tracking" : ensemencement de l'interface par des marqueurs lagrangiens. D'après Tryggvason [126].	66
2.5	Écoulement d'origine (a), reconstruction SLIC (b), reconstruction PLIC (c).	67

2.6	Application de la méthode ACLS à l'atomisation d'un jet diesel. (Desjardins et <i>al.</i> [26]).	69
2.7	Application du couplage VOF/LS à l'atomisation d'un jet Diesel. D'après la thèse de T.Ménard [93]	70
2.8	Application de la méthode CVOFLS à l'étude des digitations issues du champignon de tête d'un jet Diesel. (Shinjo et Umemura [116]).	70
2.9	Raffinement automatique de maillage (AMR) utilisé dans Gerris pour la simulation de la brisure d'une vague. D'après Fuster et <i>al.</i> [42].	71
2.10	Simulation de la configuration expérimentale de Marmottant [86] par Kim et Moin [64] à l'aide d'une méthode Refined Grid Level-Set (RGLS), couplée à un suivi lagrangien des gouttes issues de l'atomisation.	72
2.11	Illustration en dimension 2 d'un volume de contrôle dual défini autour d'un noeud, utilisant le milieu des arêtes menant à ce noeud et le barycentre des cellules contenant ce noeud. D'après Enjalbert [35]	73
2.12	Configurations étudiées.	77
2.13	Tailles de mailles au sein du domaine de calcul.	78
2.14	Confrontation des fréquences d'oscillation du jet plan obtenues avec $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.04$ et $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.02$	79
2.15	Evolution linéaire de la fréquence de battement avec U_2	79
2.16	Construction du diagramme de Hovmöller.	82
3.1	Aspect général de l'écoulement de la nappe liquide cisailée pour la "Configuration 1" : Contours de l'interface (en gris), et contours de critère $Q = 0.3\left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transversale ω_z ((a) et (b)), et par la vorticité axiale ω_x (c).	88
3.2	"Configuration 1" : Plan transverse coloré par la vitesse liquide instantanée U_1 . Contours de l'interface (en noir) et du critère $Q = 0.3\left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$	89
3.3	Plan transverse coloré par le champ de pression. Un contour instantané de l'interface (en blanc) est représenté, ainsi que les contours de critère $Q = 0.3\left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$	90
3.4	Profils de : (a) taux de présence $\alpha(x)$ de la phase liquide; (b) : vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide; (c) vitesse moyenne conditionnée par le liquide.	91
3.5	Plans transverses colorés par : (a) : le taux de présence moyen de la fonction indicatrice de phase $\alpha(x, y, t)$; (b) : la vitesse conditionnée par le liquide; (c) : la vitesse conditionnée par la phase rapide.	91
3.6	Fonction $\phi(x^*)$ caractérisant la position moyenne de l'interface le long de la distance à l'injection. Interpolation de cette fonction avec une fonction exponentielle : $f(x^*) = 0.4 \cdot e^{0.29 \cdot x^*}$	94
3.7	Résultats de (a) : Lozano [80]; (b) : Park [103]; et (c) : Carentz [11] pour le taux d'amplification spatiale de leur nappe liquide.	95
3.8	(a) et (b) : Comparaison des fréquences des signaux de $\chi(t)$ et du critère Q en $\frac{y}{H_1} = 0.5$ pour $\frac{x}{H_1} < 7.0$. (c) : Spectres de fréquence pour les deux quantités en $\frac{x}{H_1} = 1.5$. Les fréquences fondamentales des signaux temporels des deux quantités sont strictement égales ($f_{laire} = 0.113\left(\frac{U_2}{H_1}\right)$).	98
3.9	Evolution temporelle de la fonction $\chi(t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ et $\frac{x}{H_1} = 3.0$	100

3.10	Confrontation des fréquences associées au phénomène d'instabilité interfaciale primaire ($\frac{y}{H_1} = 0.5 : f_{\text{laire}} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$) et des fréquences associées au double de la fréquence de battement ($\frac{y}{H_1} = 0 : 2f_{\text{flapp}} = 0.226 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$).	101
3.11	Superposition des spectres DMD réalisés sur le critère Q et sur le taux de présence du liquide. Le mode dont la fréquence $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$ est associé au battement global de la nappe.	103
3.12	Partie réelle des modes DMD associés à la fréquence proche de $f = 0.1 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$ pour l'analyse menée sur le critère Q (à gauche) et sur la fonction indicatrice de phase (à droite). Nous associons ce mode au battement global de la nappe.	104
3.13	Longueur d'onde λ et période T du phénomène de battement global de la nappe, sur le diagramme de Hovmöller réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0$ sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$	105
3.14	Superposition des diagrammes de Hovmöller effectués sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ (en jaune) et sur le critère Q (en noir) en $\frac{y}{H_1} = 0$. L'advection de la nappe liquide le long du plan central et des structures tourbillonnaires issues des recirculation en aval de l'instabilité interfaciale primaire sont synchrones.	106
3.15	Diagramme de Hovmöller réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0.5$ sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$. Changement de vitesse convective entre les zones où l'interface est soumise à l'instabilité interfaciale primaire (pour $\frac{x}{H_1} < 2.0$) et les zones où la nappe liquide est soumise à un battement global (pour $\frac{x}{H_1} > 4.0$).	107
3.16	Bilan des phénomènes auxquels est soumise la nappe liquide cisailée.	109
3.17	Etat de l'écoulement avec $\delta_2 = 1.0$. Contours de l'interface en gris, et contours de critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transversale ω_z	111
3.18	Profils moyens du taux de présence de la phase liquide, de la vitesse liquide et de la phase rapide avec δ_2	112
3.19	Evolution avec δ_2 du taux de présence de la phase liquide $\alpha(x)$, et des vitesse conditionnées par chacune des deux phases le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$	112
3.20	Evolution de la fréquence de battement avec δ_2 . Fitting linéaire ($f_{\text{flap}} = 0.24 - 0.115 * \delta_2$) et proposition de Couderc [16].	113
3.21	Evolution de la longueur d'onde avec δ_2 . La méthode de mesure induit une imprécision sur le résultat.	114
3.22	Evolution de la vitesse convective de la nappe avec δ_2 . Comparaison avec la prédiction de Dimotakis. En rouge : valeur de U_c pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". En vert : valeur de U_c pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".	115
3.23	Evolution du taux d'amplification spatial avec δ_2	115
3.24	Comportement constant de $\frac{f_{\text{flapp}} * L_{\text{core}}}{U_{\text{c1aire}}}$ avec δ_2 . La constante trouvée est : $cte = 0.613$. En rouge : valeur de $\frac{f_{\text{flapp}} * L_{\text{core}}}{U_{\text{c1aire}}}$ pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". En vert : valeur de $\frac{f_{\text{flapp}} * L_{\text{core}}}{U_{\text{c1aire}}}$ pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".	116
3.25	"Configuration 2" de référence non-oscillante. Contour de l'interface liquide-gaz (en gris), et contour de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$. Contours de critère Q colorés par ω_z ((a) et (b)), et ω_x (c).	118
3.26	Plan transverse coloré par la vitesse instantanée conditionnée par la phase liquide U_1 . Contours de l'interface en noir, et contours de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ en vert. Le liquide n'est plus sujet � une accélération de la part de la phase rapide.	119

3.27	Profils moyens de la configuration de référence non-oscillante.	120
3.28	Comparaison des taux de présence liquide $\alpha(x)$ le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$ pour les "Configuration 1" et "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ". Le coeur liquide intact de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " est environ 3 fois plus élevé que celui de la "Configuration 1".	121
3.29	Fréquence de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe monophasique, adimensionnée par l'épaisseur initiale de quantité de mouvement θ_0 et la vitesse convective $U_c = \frac{U_2+U_3}{2}$. Pics en $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.034$ et $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.038$	122
3.30	Analyse DMD pour $\chi(\mathbf{x}, t)$ la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".	122
3.31	Comparaison des enveloppes spatiales de la zone couverte par la phase liquide, pour les configurations "Configuration 1" et "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".	123
3.32	Contour de l'interface (en gris), et contours de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$. Contours de critère Q colorés par ω_z ((a) et (b)), et ω_x (c).	125
3.33	(a) : Profils de taux de présence moyen de la fonction indicatrice de phase χ ; (b) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide; (c) : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide.	126
3.34	Plan transverse coloré par la vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_1$ pour la "Configuration 2 - $\frac{x}{H_1} = 1.5$ ". Illustration du couple de cellules contrarotatives formé par la recirculation en aval d'un maximum d'amplitude, et l'interaction de la couche de mélange monophasique avec le maximum d'amplitude suivant. La phase rapide est déviée vers le plan central.	126
3.35	Comparaison des enveloppes spatiales du phénomène de battement de la nappe liquide entre les "Configurations 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ et $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ (référence non-oscillante). Comparaison avec la "Configuration 1".	127
3.36	"Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " : Spectrogrammes effectués sur la fonction indicatrice de phase et sur le critère Q en $\frac{y}{H_1} = 0$. Une fréquence est clairement identifiable ($f = 0.226 \frac{U_2}{H_1}$), ainsi que ses harmoniques.	128
3.37	"Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " : Spectres de fréquence après FFT des signaux de $\chi(x, t)$ et de $Q(x, t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ et $\frac{x}{H_1} = 3.0$. La fréquence de battement de la nappe est trouvée identique à celle de la "Configuration 1" ($2f_{lapp} = 0.226 \frac{U_2}{H_1}$).	128
3.38	Spectres issus de l'analyse DMD réalisée sur le critère Q et sur la Level-Set pour la "Configuration $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ".	129
3.39	Partie réelle des modes principaux dans la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". Superposition d'un contour instantané de Level-Set (en blanc). Mode correspondant à la fréquence principale proche $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$ pour $\chi(\mathbf{x})$ (a) et pour le critère Q (c). Mode correspondant à la fréquence proche de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 1.0$ pour le critère Q (b).	130
3.40	Augmentation du rapport des vitesses : Contour de l'interface (en gris), et contour de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par ω_z ((a) et (b)) et ω_x (c).	131
3.41	Profils de : (a) taux de présence moyen de la phase liquide; (b) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide; (c) : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide.	132
3.42	Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase en $\frac{y}{H_1} = 0$. Fréquence : $f = 0.27 \frac{U_2}{H_1}$	133
3.43	Spectres issus de l'analyse DMD sur χ et sur le critère Q	134

3.44	Partie réelle des modes principaux dans la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ " et superposition d'un contour instantané d'interface : Mode correspondant à la fréquence principale proche 0.1 pour $\chi(\mathbf{x}, t)$ (a) et le critère Q (c). Mode correspondant à la fréquence principale proche de 1.0 pour le critère Q (b).	134
3.45	Contour instantané d'interface et plan transverse coloré par le champ de pression, ainsi que contours de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$. S'il est difficile de mettre en évidence de nettes structures cohérentes, des zones de dépression sont bien présentes à l'aval des amplitudes maximales.	135
4.1	Comparaison visuelle des déformations interfaciales pour la même configuration (Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$) selon le niveau de raffinement Δ_x : $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.04$ à gauche et $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.02$ à droite.	140
4.2	Spectres de fréquences réalisés sur la fonction indicatrice de phase en $\frac{x}{D_1} = 6.0$ pour deux tailles de mailles, pour l'équivalent de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " en géométrie coaxiale. Le mode de déstabilisation interfacial principal est bien retrouvé avec les deux tailles de maille.	140
4.3	Illustration de la courbure de rayon R_1 du jet plan ou coaxial sous l'effet d'une différence de pression $\Delta P = (P_{max} - P_{min})$ de part et d'autre du jet.	141
4.4	Contours de l'interface (en gris), et de critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Seule une moitié des structures tourbillonnaires est représentée. Comparaison de la " Configuration 1 " en géométrie plane et coaxiale.	143
4.5	Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la " Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".	143
4.6	Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la " Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ".	143
4.7	Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la " Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".	143
4.8	Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$	144
4.9	Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$	144
4.10	Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$	145
4.11	Fréquences interfaciales du cas plan "Configuration 1". (a) : Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0.5$. (b) : Spectre de fréquence des déstabilisations interfaciales réalisée en $\frac{x}{H_1} = 2.0$	147

4.12	Fréquences interfaciales du cas coaxial "Configuration 1". (a) : Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(t)$ le long d'une interface. (b) et (c) : Spectres de fréquence des déstabilisations interfaciales réalisé en $\frac{x}{D_1} = 10$	147
4.13	Confrontation des fréquences de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe, adimensionnées par l'épaisseur de quantité de mouvement initiale θ_0 et la vitesse convective $U_c = \frac{U_2+U_3}{2}$. La fréquence adimensionnelle trouvée dans le cas coaxial est $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.036$	148
4.14	Evolution de l'écoulement pour $0 < t\frac{U_2}{D_1} < 45$. Contours de l'interface (en gris) et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transversale ω_z . Seul un quart des structures tourbillonnaires est représenté. Les clichés sont séparés par $\Delta t = 3.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)$. Des repères sont disposés tous les $\frac{x}{D_1} = 1.0$, et les lignes de mesure longeant l'interface sont représentées.	150
4.15	Profils moyens la configuration coaxiale de référence.	151
4.16	Illustration d'une ligne de mesure transverse, mesurant les profils instantann�s de fonction indicatrice de phase $\chi(y, t)_x$. Ces profils permettent de connaître le diamètre du jet et la position du centre moyen du jet par rapport à l'axe.	152
4.17	Analyse fréquentielle des signaux de la ligne de mesure longeant l'interface. Deux groupes de fréquences se distinguent : fréquences globalement plus élevées pour $\frac{x}{D_1} \leq 5$ environ, puis fréquences globalement plus basses pour $\frac{x}{D_1} \geq 7$ environ.	154
4.18	Spectres de fréquences issus de l'analyse des signaux de variation du diamètre. Le groupe des fréquences les plus élevées domine.	155
4.19	Spectres de fréquences issus de l'analyse des signaux de déplacement du centre. Le groupe des fréquences les plus basses domine.	156
4.20	Diagrammes de Hovmöller réalisés le long de l'interface (a) et de l'axe du jet (b). Ils illustrent une accélération progressive des vagues interfaciales, un appariement et une division des vagues. Le battement du jet est décelable pour $\frac{x}{D_1} \geq 8$ environ.	157
4.21	Résumé des mécanismes auquel est soumis le jet coaxial de référence. Les labels I � V sont détaillés dans le bilan encadré à la fin de la sous-section 4.5.4.	159
4.22	161
4.23	Coupe colorée par la vitesse liquide U_1 (� gauche) et aspect global du jet (� droite) pour les différentes simulations réalisées lors de l'étude de l'effet de r_u	162
4.24	(a) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide $\langle U_1 \rangle$ le long de l'axe. (b) : Amplitude du battement avec la modification de $r_u = \frac{U_2}{U_1}$	163
4.25	(a) : Evolution de l'amplitude du battement et (b) : des taux de présence liquide le long de l'axe avec la modification de M	165
4.26	Visualisation des trois écoulements simulés pour l'étude de la variation de M	165
4.27	Evolution de (a) : l'amplitude du battement et (b) : des taux de présence liquide à M constant. Le choix de caractériser les simulations par leur nombre de We_2 est arbitraire.	166
4.28	Visualisation des trois écoulements simulés pour l'étude réalisée à M constant. Le choix de caractériser les jets par leur We_2 est arbitraire.	167
4.29	Déplacement du (a) : centre du jet et (b) : taux de présence liquide le long de l'axe avec la modification de $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, par la modification de ρ_2	169

4.30	Aspect général de la configuration de référence ne présentant pas de dynamique de battement. Contours de l'interface (en gris) et contours de critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Seule une moitié des contours de critère Q est représentée.	169
4.31	Aspect de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (coloré par la vorticité transverse ω_z) après augmentation de $\frac{\delta_1}{D_1}$ à 0.7. Le battement global du jet devient observable.	170
4.32	Profils de taux de présence de la phase liquide et de vitesse moyenne conditionnée par chacune des deux phases, pour l'écoulement de référence sans battement, et pour la configuration d'écoulement avec $\frac{\delta_1}{D_1} = 0.7$	171
4.33	Confrontation des phénomènes d'appariement de structures tourbillonnaires dans un jet rond monophasique, et d'appariement de vagues interfaciales pour un jet coaxial diphasique.	172
4.34	Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) après forçage sinusoïdal de la configuration de référence sans dynamique de battement. Une dynamique de battement apparaît clairement.	173
4.35	Forte augmentation de l'amplitude de battement avec le forçage sinusoïdal imposé.	174
4.36	(a) et (b) : Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) du jet de référence présentant une dynamique de battement. Seule une moitié des contours de critère Q est représentée. (c) : Comparaison de la simulation à une configuration expérimentale (courtoisie Antoine Delon). $U_g = 14m/s$, $U_l = 0.25m/s$	175
4.37	Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) après augmentation de l'épaisseur H_2 de la phase rapide. Un confinement du jet est observable.	175
4.38	(a) : Amplitude du battement après augmentation de l'épaisseur H_2 . (b) : Taux de présence du liquide le long de l'axe après augmentation de l'épaisseur H_2	176
5.1	Illustration de l'écoulement expérimental en eau et air (Clichés Antoine Delon). Clichés séparés par 0.01 s. $U_l = 0.27 m/s$, $U_g = 22.6 m/s$	182
5.2	Vue de profil et de face de l'injecteur simulé.	183
5.3	Etablissement des profils de vitesse au sein de l'injecteur.	184
5.4	Processus d'adaptation du maillage et d'optimisation de la skewness.	186
5.5	Evolution du jet dans le domaine diphasique. Contour de l'interface (en gris) et plan transverse coloré par la vitesse axiale. Durée physique totale : $t=0.06s$	187
5.6	Contour de l'interface (en gris) et de critère $Q = 3.0e^{-7}s^{-2}$	187
5.7	Aspect du jet à $t=0.39 s$. Contours de l'interface (en gris) et de critère $Q = 3 \cdot 10^7 s^{-2}$. Seule une moitié des structures tourbillonnaires est représentée. Injecteur coloré par la norme de la vitesse.	188
5.8	Comparaison des profils calculés par Yales2 et des mesures faites par A. Delon entre 0.1-0.3mm de la buse. $\Delta_x = 0.05mm$ en sortie de buse dans la simulation.	189
5.9	Comparaison des taux de turbulence mesures Delon (50 points de mesure) et Yales2 (250 points de mesure) entre 0.1 et 0.3mm. "Vision d'ensemble" à gauche, zoom sur la couronne d'air à droite.	189

5.10	Mesure de fréquences sur le signal de pression dans la buse. Durée physique des signaux temporels : $3e-2s$	191
5.11	Aspects des jets après les différents forçages réalisés. Contours de l'interface (en gris), de critère $Q = 3 \cdot 10^7 s^{-2}$. Seul un quart des structures tourbillonnaires est représenté. Injecteur coloré par la norme de la vitesse.	192
5.12	Aspect de l'interface pour $\Delta_x = 0.025mm$, sur un maillage contenant 1.2 milliard de mailles. Aspect du jet à $t = 1e^{-3}s$	193
5.13	Présence de tourbillons longitudinaux au sein de l'injecteur. Contours de critère $Q = 3 \cdot 10^7 s^{-2}$ colorés par la vortacité transverse ω_z (à gauche) et axiale ω_x (à droite).	193
5.14	Evaluation de la courbure de l'injecteur.	194
5.15	Evolution de la fonction indicatrice de phase en $r = 4mm$ et fréquences de passage associées.	195

Introduction

*Attention, ce flim n'est pas un flim sur le cyclimse.
Merci de votre compréhension.*

LA CLASSE AMÉRICAINNE : LE GRAND
DÉTOURNEMENT

Ce travail de thèse étudie, par voie numérique, la dynamique de jets liquides en interaction avec une autre phase plus rapide. De tels écoulements diphasiques sont présents dans les chambres de combustion de certains moteurs-fusées ou de turboréacteurs d'avions et d'hélicoptères. L'optimisation des performances de ces dispositifs justifie l'intérêt porté à l'analyse fine des jets liquides cisailés par une phase (gazeuse) rapide. Même si notre étude est spécifiquement consacrée à l'analyse d'un mécanisme d'instabilité dit de battement, nous souhaitons rappeler brièvement dans cette introduction quelques éléments-clés des problématiques de combustion et d'atomisation, qui nous semblent éclairer les motivations applicatives de ce travail.

Dans une chambre de combustion, un carburant (kérosène ou hydrogène) se mélange à un comburant (air ou oxygène), l'un sous forme liquide, l'autre sous forme gazeux, créant ainsi une flamme. Cette flamme chauffe les gaz de la chambre de combustion, et l'éjection de ces gaz chauds pressurisés crée la poussée de l'appareil. Le mélange du carburant (hydrogène gazeux dans le cas du moteur fusée, kérosène liquide dans le cas du turboréacteur) et du comburant (oxygène liquide ou air gazeux) est le résultat d'un processus appelé "atomisation", qui transforme le liquide en un spray. Afin de favoriser le meilleur échange entre ce carburant et comburant, une taille de goutte la plus fine possible est recherchée, dans le but d'augmenter la surface d'échange.

Dans une configuration de turboréacteur, l'injection est réalisée au moyen d'une nappe liquide annulaire, cisailée entre deux écoulements contra-rotatifs de gaz rapide. La figure 1 illustre une telle injection du liquide, ainsi que le processus de combustion associé. Comme nous allons le préciser par la suite, nous nous intéressons dans ce travail à un mécanisme d'instabilité du jet liquide cisailé, sans prendre en compte le processus de combustion subséquent, et sans nous focaliser non plus sur les caractéristiques de l'atomisation du jet.

Dans les moteurs-fusées, on distingue deux groupes de systèmes propulsifs :

- le premier groupe est composé des moteurs à propergols solides, où le couple carburant-comburant est stocké sous forme d'une poudre solide. La mise à feu de cette poudre dégage des gaz de combustion sous haute pression, qui sont accélérés par leur éjection à travers une tuyère. Ces moteurs composent classiquement les moteurs d'appoint du premier étage d'un lanceur commercial.

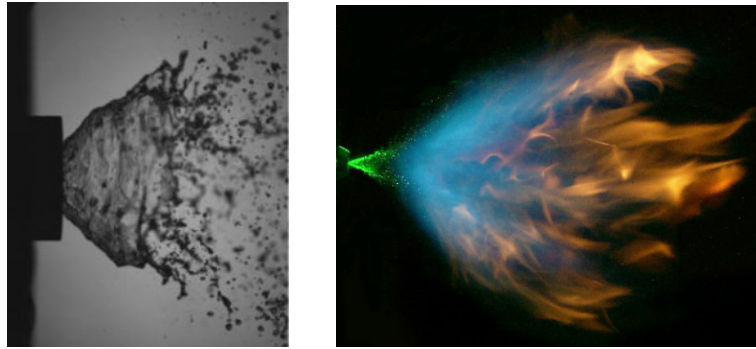


FIGURE 1 – A gauche : Nappe annulaire liquide cisailée entre deux écoulements gazeux contra-rotatifs (d’après Jeon et *al.* [60]). A droite : Combustion en aval de l’injection diphasique (expérience NASA, Stanford).

- le deuxième groupe est composé des moteurs à ergols, stockés sous forme liquide dans les réservoirs. Certains ergols sont sous forme liquide dans les conditions normales de pression et de températures, alors que d’autres, naturellement présents sous forme gazeuse, nécessitent une très basse température pour être stockés sous forme liquide. On parle alors de moteurs cryotechniques : le moteur Vinci développé par SNECMA, et dont une vue schématique est présentée en partie droite de la figure 2, appartient à cette catégorie de moteurs.

Dans la chambre de combustion d’un moteur à ergols, l’injection du carburant et comburant est réalisée à l’aide d’injecteurs de forme coaxiale, où le comburant est injecté sous forme liquide et le carburant sous forme supercritique. Les études réalisées sur ces problématiques d’injection considèrent généralement le carburant sous forme gazeuse. Un assemblage d’injecteurs coaxiaux, correspondant à un moteur de type Vulcain 2, est présenté en partie droite de la figure 2. Une vue schématique de l’un de ces injecteurs est proposée sur la partie gauche de la figure 3 : on observe ainsi le jet central d’oxygène liquide, entouré par une couronne de dihydrogène gazeux ; une visualisation de l’écoulement diphasique issu de l’injecteur est également incluse sur la figure 3, avant la phase de combustion.

Que l’on s’intéresse aux turboréacteurs ou aux moteurs-fusées, on observe que le liquide intact, non transformé en gouttes par le processus d’atomisation, est sujet à un phénomène de battement à grande échelle. Les mécanismes de base menant à cette dynamique de battement du jet à grande échelle sont à l’heure actuelle encore mal compris. Ce mécanisme de battement semble dans tous les cas, influencer sur la "qualité" du spray créé, reliée à la taille caractéristique des gouttes issues du processus d’atomisation. Dans le cas de la nappe annulaire, certains régimes de battement induisent une qualité de spray plus intéressante que d’autres (Leboucher [72]). Dans le cas de l’injection coaxiale, ce phénomène de battement est un phénomène que l’on cherche plutôt à éviter, dans la mesure où il semble conduire à la création de grosses gouttes, et dégrade ainsi la qualité du spray (Matas et Cartellier [89]). Une injection instable du mélange carburant/comburant dans la chambre de combustion pressurisée ($P \simeq 100$ bars pour un moteur-fusée) peut induire une combustion instable et des instabilités acoustiques potentiellement responsables de sévères dommages. Le lecteur peut se référer par exemple aux thèses de Cheuret [14], Richecoeur [110], M. De Benedictis [22] pour un aperçu des problématiques acoustiques dans une chambre de combustion. Compte tenu donc des conséquences possibles de ce phénomène de battement du jet

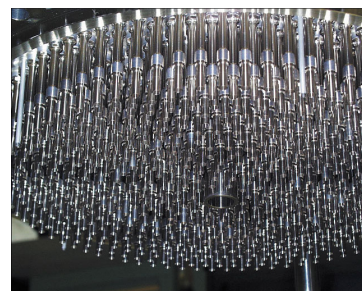
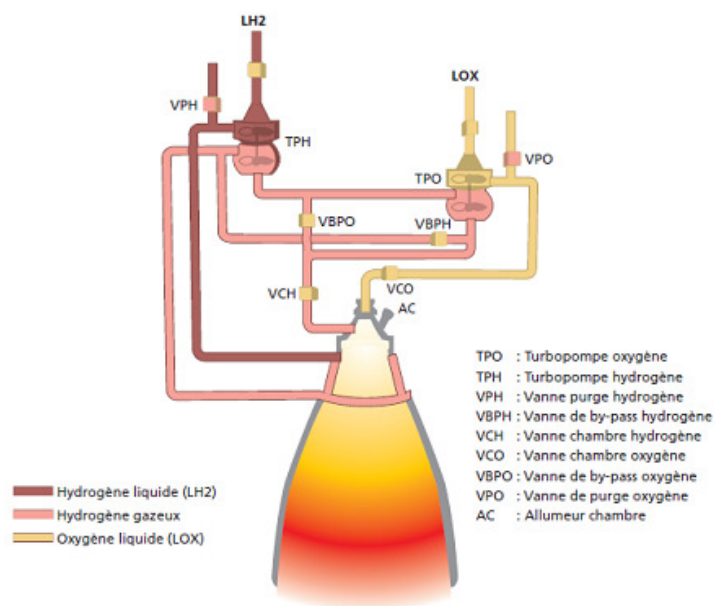


FIGURE 2 – A gauche : vue schématique du Moteur Vinci (Snecma), dont il est prévu qu'il équipe la fusée Ariane 6. A droite : assemblage des 566 injecteurs coaxiaux du moteur Vulcain 2 (EADS Astrium).

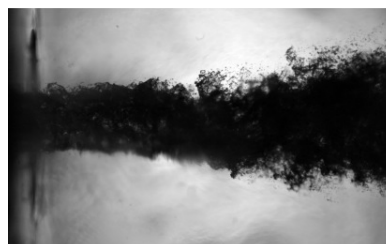
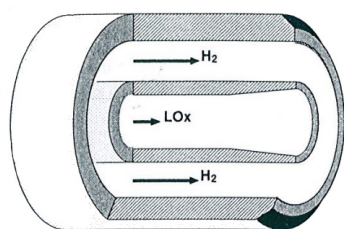


FIGURE 3 – A gauche : représentation en coupe d'un injecteur coaxial. A droite : jet d'oxygène liquide (LOX) cisailé par une couronne de dihydrogène gazeux (GH_2) (d'après Murrone et *al.* [97]).

liquide sur le comportement d'une flamme, il apparaît important de mieux comprendre dans un premier temps les mécanismes physiques à l'origine de l'apparition de ce battement puis, dans un second temps, de proposer des stratégies de contrôle de ce phénomène.

La réalisation d'études expérimentales permettant d'étudier simultanément les mécanismes de fragmentation du liquide en un spray et le comportement de la flamme au sein d'une chambre de combustion pressurisée est particulièrement délicate. La stratégie d'analyse classiquement adoptée consiste donc à étudier séparément les mécanismes d'atomisation du liquide en un spray d'une part, et les problématiques de combustion d'autre part. Les études expérimentales relatives aux phénomènes d'atomisation du liquide par le gaz rapide sont généralement réalisées avec des fluides non réactifs, à la pression du laboratoire. Les présents travaux, à caractère purement numérique, portent exclusivement sur l'analyse de la dynamique de jets liquides cisailés, sans aborder l'aspect "combustion". Nous verrons qu'ils s'efforcent de proposer un recoupement possible avec des analyses expérimentales.

Certaines des instabilités "de base" auxquelles est soumis le jet liquide lors de son cisaillement par un gaz rapide, et qui pilotent les processus d'atomisation en un spray, sont aujourd'hui assez bien connues. D'autres instabilités, notamment celle relative au battement du jet à grande échelle, sont en revanche bien moins caractérisées. Ce manque de connaissance peut être en grande partie imputé au nombre élevé de paramètres influant sur la dynamique de l'écoulement, qui rend difficile une analyse systématique. La connaissance fine du phénomène de battement dans les conditions du laboratoire reste en tout cas insuffisante, et la transposition de cette connaissance à une chambre de combustion pressurisée constitue une difficulté supplémentaire. Cette observation motive donc la présente étude, spécifiquement consacrée à l'analyse du mécanisme de battement et à l'étude des possibilités de contrôle du phénomène, en s'appuyant sur des simulations numériques de haute résolution.

Les premières simulations numériques d'écoulements cisailés tridimensionnels apparaissent il y a une vingtaine d'années environ, et portent essentiellement sur des configurations monophasiques. Le but premier de ces simulations est la compréhension des phénomènes turbulents, et l'évaluation de l'impact des structures turbulentes sur les capacités de mélange de deux fluides. Les progrès continus des méthodes numériques spécifiques à la simulation des écoulements diphasiques, conjugués aux capacités de calcul disponibles aujourd'hui, permettent désormais d'envisager des simulations numériques d'écoulements diphasiques réalistes. Ces simulations présentent l'intérêt de pouvoir s'affranchir de certaines limites expérimentales, inhérentes par exemple aux techniques de mesure ou de visualisation. L'outil numérique permet également d'adopter un point de vue adimensionnel, utile par exemple pour procéder à la vérification de lois adimensionnelles proposées sur la base de résultats expérimentaux.

Nous faisons appel dans le présent mémoire, au calcul haute performance d'écoulements diphasiques et au solveur YALES2, pour réaliser une étude numérique approfondie du comportement physique de jets liquides cisailés par une phase rapide. Nous analysons des configurations de jets plans, cisailés de part et d'autre par une phase rapide, ainsi que des configurations d'écoulement de jets liquides coaxiaux, cisailés par une couronne annulaire de phase rapide.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre de ce mémoire est une revue bibliographique des phénomènes physiques intervenant dans des écoulements cisailés. Les écoulements monophasiques sont brièvement abordés, avant de décrire plus longuement les écoulements liquide-gaz. Un état de l'art des méthodes numériques spécifiques à la simulation d'un écoulement diphasique est également dressé.

Nous présentons dans le deuxième chapitre les méthodes numériques implémentées dans le code utilisé. Nous présentons également les configurations d'écoulement étudiées dans ce travail, ainsi que les outils d'analyse utilisés.

Le troisième chapitre est une étude de la dynamique de battement d'une nappe liquide plane, cisailée par une phase rapide. Les différents mécanismes menant à cette dynamique de battement sont analysés, et des comparaisons avec les résultats expérimentaux mis en avant dans l'étude bibliographique sont dressées. Le contrôle passif du phénomène de battement est également étudié.

Le quatrième chapitre est une étude de jets liquides coaxiaux. Après avoir étudié l'effet du changement de géométrie, les mécanismes de déstabilisation d'un jet coaxial de référence sont étudiés. Une étude de sensibilité à certains paramètres d'injection est ensuite réalisée, ainsi qu'une étude du contrôle de la dynamique de battement du jet.

Nous réalisons dans le cinquième chapitre la simulation d'un écoulement d'un jet d'eau cisailé par une couronne d'air rapide. Cet écoulement est une configuration expérimentale étudiée depuis plusieurs années au LEGI, ayant permis de mieux comprendre les différentes instabilités auxquelles est soumis une interface liquide cisailée par un gaz rapide. Le travail réalisé dans ce dernier chapitre est mené en étroite collaboration avec les expérimentateurs du LEGI. Nous réalisons des comparaisons de nos simulations aux mesures expérimentales, et nous portons un intérêt à l'étude de l'écoulement au sein de l'injecteur, difficilement analysable expérimentalement.

Chapitre 1

Etat de l'art théorique et expérimental

Le cerveau du savant, qui n'est qu'un coin de l'univers, ne pourra jamais contenir tout l'univers

HENRI POINCARÉ

Sommaire

1.1	Ecoulements cisailés monophasiques	23
1.1.1	Couche de mélange monophasique	24
1.1.2	Jets coaxiaux monophasiques	28
1.2	Jets liquides cisailés par un gaz rapide : résultats expérimentaux et théoriques	29
1.2.1	Préliminaires : Effets de la tension superficielle	30
1.2.2	Interface liquide soumise à un cisaillement gazeux	31
1.2.3	Nappes liquides planes	37
1.2.4	Jets liquide-gaz coaxiaux	46
1.2.5	Etude de l'interaction liquide-gaz	49
1.3	Synthèse de l'étude bibliographique physique, références complémentaires	51

1.1 Ecoulements cisailés monophasiques

Nous venons de voir en introduction que l'injection de carburant dans les chambres de combustion de moteur d'avions et d'hélicoptères, ou encore dans les moteurs-fusées, fait intervenir un liquide cisailé par un gaz rapide. Nous dressons dans cette section un état de l'art de la physique des écoulements cisailés, ainsi que des méthodes numériques spécifiques à la simulation d'un écoulement diphasique.

1.1.1 Couche de mélange monophasique

Avant d'exposer la physique des jets liquides cisailés par un gaz rapide, ou simplement d'une interface soumise à un cisaillement de la part d'une phase rapide, nous présentons premièrement l'écoulement cisailé monophasique. Nous exposerons également les résultats sur les jets cisailés monophasiques, avant l'étude des jets cisailés entre deux phases différentes.

Instabilité de Kelvin-Helmholtz Considérons un écoulement composé de deux co-courants, initialement parallèles, présentant un différentiel de vitesse entre eux, dont le raccord s'effectue dans une zone infiniment mince. Un changement de repère permet de se ramener à deux co-courants ayant des vitesses de signes opposés. La zone de raccord infiniment mince des vitesses définit une nappe de vorticité. Si celle-ci est soumise à une petite perturbation, elle forme alors des "bosses" et des "creux", resserrant et éloignant respectivement les lignes de courant des fluides environnant ces déformations, illustré sur la figure 1.1. La conservation de l'énergie totale impose une dépression locale dans les zones d'accélération et une augmentation locale de la pression dans les zones de décélération, amplifiant alors les déformations. Cette instabilité fut décrite la première fois par Helmholtz en 1868 [49], puis analys e mathématiquement par Kelvin en 1871 [63], ces deux auteurs laissant leur nom à ce mécanisme.



FIGURE 1.1 – Mécanisme de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz provoquant l'amplification d'une petite perturbation de la nappe de vorticité.

Couche de mélange Le développement de l'instabilité conduit la nappe vorticitaire à s'enrouler, s'organisant alors en structures tourbillonnaires, bien visibles figure 1.2. Ces structures ont une géométrie initialement bidimensionnelle, entre lesquelles naît un "filament" vortex. Ce filament, s'il est déstabilisé, s'enroule lui-même entre deux tourbillons primaires de l'instabilité, causant alors leur tridimensionnalisation (Bernal et Roskho [7], Lasheras et Choi [69]). Ce phénomène, illustré sur la figure 1.3, s'accompagne de la création de petites échelles dans l'écoulement, et de la transition vers un état de turbulence favorisant le mélange entre le fluide lent et le fluide rapide. Notons que deux tourbillons primaires peuvent s'apparier, formant alors une structure dont la taille double (Ho et Huang [54]).

Le développement spatial de cet enroulement tourbillonnaire et de sa tridimensionnalisation constitue la couche de mélange. Brown et Roshko [10] montrent une certaine organisation dans ce type d'écoulement, ce qui est traduit par l'appellation "structure cohérente". Lesieur [75] définit ces structures comme ayant une concentration de vorticité $\vec{\omega}$ ( gale au rotationnel du vecteur vitesse) suffisamment importante pour permettre un retournement local du fluide, un temps de vie grand devant le temps de retournement local ω^{-1} , et un caractère imprévisible. Hunt et al. [59] proposent d'utiliser le second invariant du tenseur des taux de déformation pour identifier ces structures cohérentes. Cet invariant s'écrit :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (1.1)$$

où

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (1.2)$$

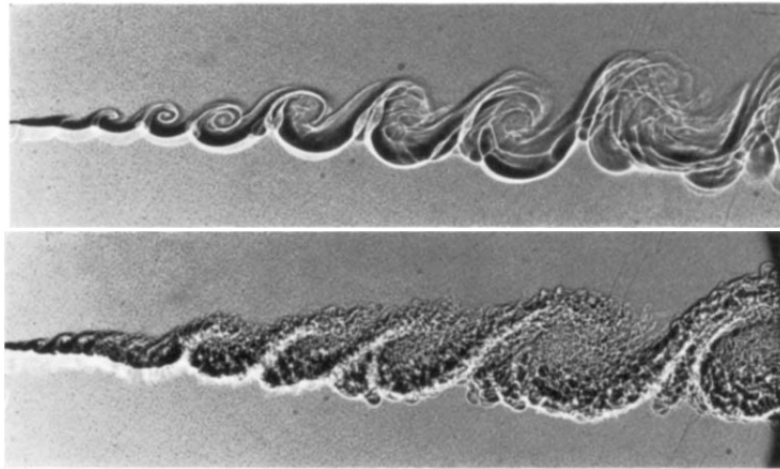


FIGURE 1.2 – Structures cohérentes laminaires se développant dans une couche de mélange hélium/nitrogène laminaire (en haut) et turbulente (en bas). D’après Brown et Roshko [10]

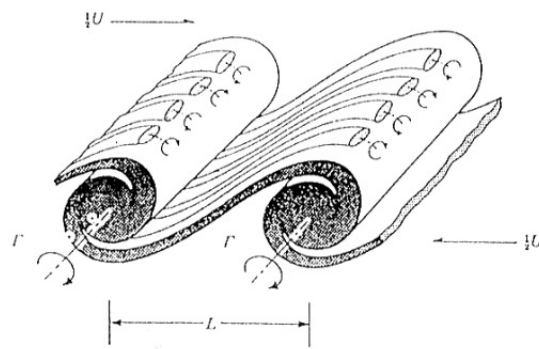


FIGURE 1.3 – Mécanisme de tridimensionnalisation de la couche de mélange. D’après Bernal et Roshko [7].

sont respectivement les parties anti-symétrique et symétrique du tenseur du gradient des vitesses. Ω_{ij} traduit la rotation locale et S_{ij} le cisaillement local de l'écoulement. Ainsi, les régions de Q positif désignent des régions où les effets de rotation dominent les effets de cisaillement. Le critère Q peut par ailleurs être relié au laplacien de la pression pour un écoulement incompressible en prenant la divergence de l'équation de conservation de quantité de mouvement ($Q = \frac{1}{2}\nabla^2 P$), et permet ainsi d'identifier les minimas de pression. Ce critère est aujourd'hui reconnu pour l'identification des structures cohérentes.

Caractérisation de la couche de mélange Plusieurs quantités permettent de caractériser quantitativement cette couche de mélange, qui vient d'être décrite de façon qualitative. En premier lieu, la croissance spatiale de la zone vorticitaire est caractérisable par l'épaisseur de vortacité locale $\delta_\omega(x)$. Si l'on considère l'écoulement bidimensionnel, animé d'une vitesse $U(x, y, t)$ où x est la direction de l'écoulement, y la direction transverse, et t le temps, la vortacité s'écrit :

$$\omega(x, y) = -\frac{\partial U(x, y)}{\partial y} \quad (1.3)$$

L'épaisseur de vortacité locale $\delta_\omega(x)$ s'écrit :

$$\delta_\omega(x) = \frac{1}{\omega_{max}} \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| dy \quad (1.4)$$

Cette épaisseur est régulièrement exprimée sous la forme :

$$\delta_\omega(x) = \frac{\Delta U}{\max\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)} \quad (1.5)$$

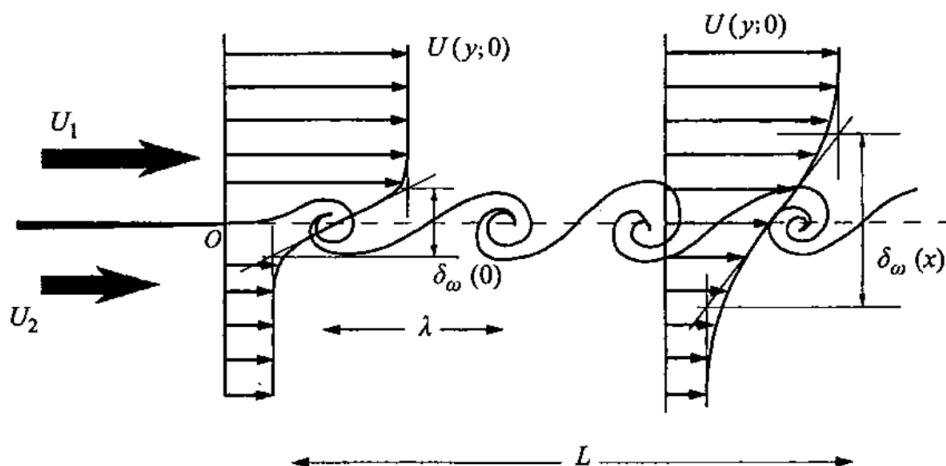


FIGURE 1.4 – Développement d'une couche de mélange monophasique. D'après Huerre [58]

Cette épaisseur de vortacité est représentée sur la figure 1.4. Brown et Roshko [10] montrent que le taux de croissance de la couche de mélange monophasique homogène est donné par :

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} = C_{\delta_\omega} \frac{1 - r_u}{1 + r_u} \quad (1.6)$$

et en présence de différence de densité, en écoulement incompressible, Brown et Roshko [10] montrent qu'il s'exprime par :

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} = C_{\delta_\omega} \frac{(1 - r_u)(1 + \sqrt{s})}{2(1 + r_u\sqrt{s})} \quad (1.7)$$

où $r_u = \frac{U_2}{U_1}$, $s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, et $C_{\delta_\omega} \simeq 0.17$ (Slessor et al. [119] montreront que la valeur de C_{δ_ω} peut varier entre 0.14 et 0.18).

En deuxième lieu, l'épaisseur de quantité de mouvement, traduisant le déficit de quantité de mouvement introduit par la présence de la couche limite par rapport à un fluide non visqueux, est définie par :

$$\theta(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{U(y) - U_1}{\Delta U} \right) \left(\frac{U_2 - U(y)}{\Delta U} \right) dy \quad (1.8)$$

Pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique, Monkewitz et Huerre [96] montrent :

$$\frac{\delta_\omega}{\theta} = 4 \quad (1.9)$$

Enfin, les structures cohérentes de la couche de mélange sont caractérisables par une vitesse convective et un nombre de Strouhal. Ho et Huang [54] montrent que dans le cas d'une couche de mélange monophasique homogène, les structures sont convectées à la vitesse :

$$U_c = \frac{U_2 + U_1}{2} \quad (1.10)$$

Dans le cas d'une couche de mélange avec différences de densités, Dimotakis [28] prédit par des considérations d'égalité de pression dynamique au niveau d'un point de stagnation sur une ligne de courant entre deux tourbillons, que cette vitesse de convection est :

$$U_c = \frac{\sqrt{\rho_2}U_2 + \sqrt{\rho_1}U_1}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}} \quad (1.11)$$

Ho et Huang [54] montrent que le nombre de Strouhal associable à la fréquence de passage des structures cohérentes au sein de la couche de mélange f peut être construit à partir de l'épaisseur de quantité de mouvement initiale θ_0 du profil de vitesse et la vitesse convective U_c :

$$St_{\theta_0} = \frac{f\theta_0}{U_c} = 0.032 \quad (1.12)$$

1.1.2 Jets coaxiaux monophasiques

Nous allons nous intéresser dans ce travail à des jets de liquides axiaux, cisailés par une couronne composée d'une phase plus rapide que le liquide. Ces jets sont appelés jets "coaxiaux". Nous allons présenter la physique de ces jets liquide-gaz dans la section 1.2.4, mais nous exposons tout d'abord les principaux résultats établis dans la littérature pour cette configuration de jet dans le cas monophasique.

Les applications industrielles concernées par les jets coaxiaux monophasiques ne sont pas directement liées à l'injection de carburant dans des chambres de combustion, bien que certains

résultats (ceux concernant l'entraînement notamment) du jet coaxial monophasique soient transposés au jet coaxial liquide-gaz. Les jets coaxiaux monophasiques sont étudiés principalement pour leurs capacité de mélange de deux fluides. Nous ne détaillons ici que le cas où le fluide externe est plus rapide que le fluide interne. Le cas où le fluide externe est plus lent que le fluide interne possède également des intérêts industriels, comme par exemple la réduction du bruit créé par l'éjection à haute vitesse de ce fluide interne (Williams et *al.* [130]).

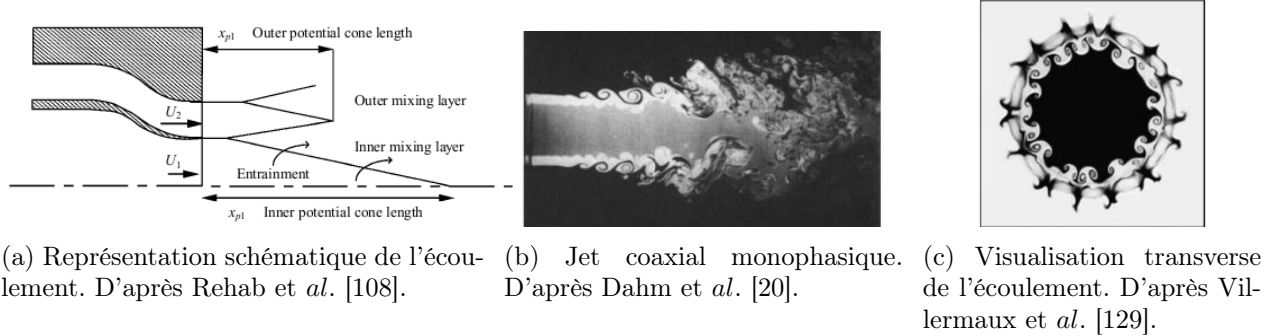


FIGURE 1.5 – Configuration d'un jet coaxial et écoulement résultant.

La figure 1.5 illustre la configuration de l'écoulement, et l'écoulement résultant, où le fluide interne est cisailé par une couronne de fluide externe plus rapide.

Deux couches de mélange se développent : la première se développe entre le fluide interne lent et le fluide annulaire externe rapide, et la deuxième se développe entre ce fluide annulaire rapide et l'atmosphère au repos. Dans chacune de ces couches de mélange naissent des structures tourbillonnaires issues du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, visibles sur la figure 1.5(b), qui forment alors des anneaux tourbillonnaires. Les zones non-affectées par la turbulence créée dans ces couches de mélange définissent les **cœurs potentiels**. Ces régions sont les zones où le mélange entre les fluides n'est pas réalisé. Il existe sur ces configurations un cœur potentiel interne, et un cœur potentiel externe, représentés schématiquement sur la figure 1.5(a). Les visualisations transverses de l'écoulement faites par Rehab [109] mettent en évidence des structures longitudinales, illustrées sur la figure 1.5(c), favorisant le mélange.

Rehab [109, 108] développe un modèle d'entraînement afin de caractériser la longueur du cône potentiel interne. Le cône potentiel interne est représenté schématiquement sur la figure 1.5(a). Ce modèle, se basant sur des considérations d'égalité de flux massique entrant et sortant du cône potentiel interne, fait intervenir le rapport des flux de quantité de mouvement $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$, où ρ est la densité du fluide et les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement au fluide lent et au fluide rapide. Son jet étant monophasique homogène, il publie [108] une longueur de cône potentiel interne L_1 variant comme $\frac{A}{r_u}$ où $A \simeq 8$ et $r_u = \frac{U_2}{U_1}$. Balarac [3, 2] améliore ce modèle afin prendre en compte l'importance de θ_0 , épaisseur initiale de quantité de mouvement initiale de la couche de mélange interne. Favre-Marinet et Camano-Schettini [38] confirment la dépendance de L_1 à $M^{-0.5}$ pour les jets monophasiques à densité variable.

Rehab [109] montre également qu'au-delà d'une valeur critique r_{uc} du rapport des vitesses r_u , le cône potentiel interne se brise pour laisser place à une région de recirculation, du fluide rapide vers le fluide lent. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.6. Dans le cadre de l'installation étudiée par Rehab [109], $r_{uc} \simeq 7$. Les observations font état d'une oscillation de la "bulle" de recirculation ainsi créée, et Balarac [2] montre que le caractère oscillatoire de cette bulle est en

fait dépendant de l'activité turbulente de l'écoulement qui l'entoure. A faible Reynolds, la zone de recirculation est stationnaire.

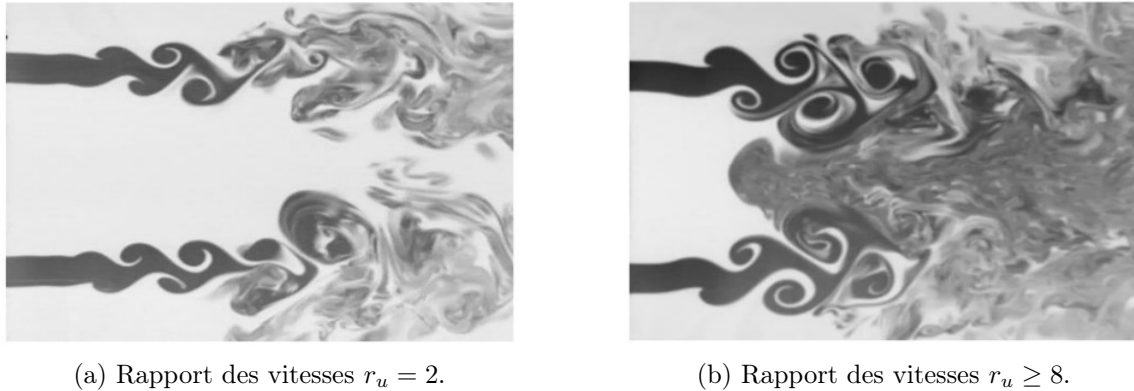


FIGURE 1.6 – Naissance d'une zone de recirculation avec l'augmentation du rapport des vitesses r_u . D'après Rehab et *al.* [108].

Dahm et *al.* [20] mettent en évidence un phénomène de "blocage" entre les structures cohérentes de la couche de mélange interne et celles de la couche de mélange externe. Les structures de la couche de mélange externe imposent leur fréquence de passage aux structures de la couche de mélange interne. Ce phénomène est retrouvé de façon numérique par Da Silva et *al.* [18]. Da Silva [98] réalise sans doute l'une des premières simulations numériques directes de jet coaxial, illustrant bien les différents phénomènes. La figure 1.7 montre les anneaux tourbillonnaires interne et externe issus du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans chacune des couches de mélange, leur tridimensionnalisation, puis la transition vers un état de turbulence pleinement développée.

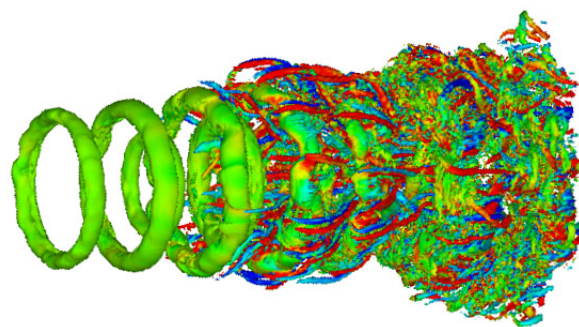


FIGURE 1.7 – Simulation numérique directe d'un jet coaxial. Du développement de structures tourbillonnaires bidimensionnelles à un état de turbulence pleinement développée. D'après Da Silva [98].

1.2 Jets liquides cisailés par un gaz rapide : résultats expérimentaux et théoriques

Nous venons d'exposer les résultats concernant les écoulements cisailés que sont la couche de mélange monophasique et le jet coaxial monophasique. Avant d'exposer les résultats concernant la dynamique des écoulements cisailés liquide-gaz, il est important de comprendre les conséquences sur la physique de l'écoulement de la présence d'une interface entre deux phases. L'interface liquide-gaz est la couche superficielle de la phase liquide, assimilable à une surface, se caractérisant par sa tension superficielle.

1.2.1 Préliminaires : Effets de la tension superficielle

Origine microscopique La tension superficielle est une conséquence des forces moléculaires attractives qui existent dans toute phase condensée. Lorsqu'une particule fluide d'une phase liquide est située sur une interface liquide-gaz, elle est soumise à une forte interaction de la part de ses voisines situées dans la phase liquide, sans subir cette interaction de la part de la phase gazeuse. Ce déséquilibre tend à faire "plonger" cette particule fluide vers le reste de la phase condensée, réduisant alors la surface de l'interface, jusqu'à une situation d'équilibre. Si l'on considère un domaine entièrement constitué d'une phase condensée, et qu'on le "sépare" en deux moitiés par la pensée, alors l'énergie E_s nécessaire à la "création" d'une interface de surface S entre ces deux moitiés, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour briser les liaisons interactives qui existent avec les molécules situées d'un côté de cette interface, est proportionnelle à la surface S :

$$E_s = \sigma S \quad (1.13)$$

où σ est la tension de surface. Cette tension, homogène à une énergie par unité de surface, ou encore à une force par unité de longueur, tend à minimiser la surface de l'interface. Toute la problématique des phénomènes d'"atomisation" est de convertir efficacement les formes d'énergie (potentielle, cinétique...) du système liquide-gaz en énergie de surface.

Relations de saut La présence d'une interface, caractérisable par sa tension superficielle, induit des conséquences particulières à la traversée de celle-ci. Il existe en premier lieu un saut de pression de part et d'autre de cette interface, relié à la tension superficielle et la courbure de l'interface par la relation formulée en 1806 par Pierre-Simon Laplace [67] :

$$P_1 - P_2 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.14)$$

où P_1 et P_2 sont les pressions respectives des deux phases et R_1 et R_2 les rayons de courbure de l'interface.

Bien qu'il n'existe pas de démonstration formelle pour la relation suivante, il est usuel de dire, et cette condition est systématiquement vérifiée (Batchelor [5]), qu'il ne peut exister au travers de l'interface une discontinuité des vitesses tangentielles.

$$\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{t} = \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{t} \quad (1.15)$$

avec \mathbf{u}_1 et \mathbf{u}_2 les vecteurs vitesse de chacune des phases et \mathbf{t} le vecteur tangent à l'interface. Lorsqu'il n'y a pas de transfert de masse entre les phases, cette condition de non-glissement conduit à une égalité des vitesses interfaciales :

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 \quad (1.16)$$

Dans le cas d'un écoulement visqueux, la condition de non-glissement conduit à une continuité des contraintes tangentielles à l'interface :

$$\mu_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} \right)_1 = \mu_2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial y} \right)_2 \quad (1.17)$$

où μ_1 et μ_2 sont les viscosités dynamiques de chacune des phases.

1.2.2 Interface liquide soumise à un cisaillement gazeux

Lorsqu'une interface liquide-gaz est soumise à un cisaillement gazeux, trois instabilités différentes se développent, illustrées sur la figure 1.8. La première, instabilité primaire, donne naissance à une vague (cf. 1.8(a)). Sur cette vague se développe une instabilité secondaire, ou instabilité transverse (cf. 1.8(b)). Cette instabilité transverse donne naissance à des ligaments, ou digitations. Ces digitations sont enfin soumises à un mécanisme de brisure, formant alors des gouttes (cf. 1.8(c)).

Ben Rayana [6] montre que l'instabilité primaire, est peut être associée au développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour l'interface. L'instabilité secondaire peut être associée au développement d'une instabilité de type Rayleigh-Taylor, sous l'effet d'une accélération de l'interface vers la phase gazeuse. Deux propositions ont vu le jour pour expliquer cette accélération de la surface (Marmottant, [87], Hong [55]), nous les détaillerons par la suite (sous-section 1.2.2.4). Enfin, la brisure des ligaments est expliquée par l'instabilité de Rayleigh-Plateau (Marmottant [87]).

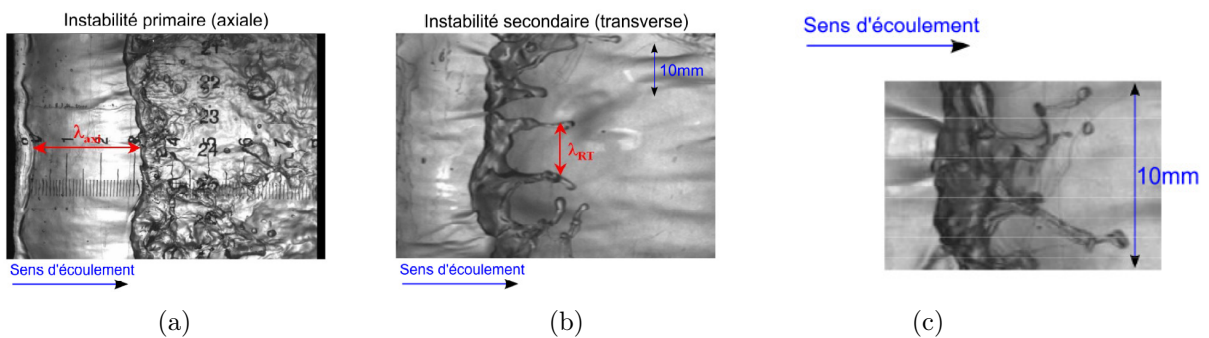


FIGURE 1.8 – Instabilités primaires (a) et secondaires (b) se développant sur l'interface sous l'effet d'un cisaillement gazeux, suivies de la brisure des ligaments en gouttes (c). D'après Ben Rayana [6].

1.2.2.1 Analyse de stabilité linéaire

Le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en présence de tension superficielle a d'abord été abordé de façon théorique, par des analyses de stabilité linéaire. Cette théorie,

décrite notamment dans les ouvrages de Drazin et Reid [31] ou Chandrasekhar [13], consiste à linéariser les équations de Navier-Stokes, puis à étudier l'évolution spatio-temporelle d'une petite perturbation du profil de vitesse. Elle nécessite de considérer que la vitesse dérive d'un potentiel, l'écoulement doit être irrotationnel.

Le champ de vitesse est écrit comme la somme d'un champ moyen et d'une perturbation : $u(x, y, t) = \bar{U} + u'(x, y, t)$, où \bar{U} est le champ moyen et $u'(x, y, t)$ la perturbation. Cette perturbation est considérée ondulatoire, de la forme $u'(x, y, t) = \bar{u}(y)e^{i(kx - \omega t)}$ si x est la direction de propagation de la perturbation. Celle-ci est décomposée en modes normaux, caractérisés par un nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et une pulsation $\omega = 2\pi f$, k et ω étant a priori complexes. Une fois la vitesse ainsi décomposée, le système d'équations linéarisées (équations d'Euler dans le cas inviscide, d'Orr-Sommerfeld dans le cas visqueux) accompagné des conditions limites, mène à une relation liant k et ω , appelée *relation de dispersion*. La recherche de k et ω se limite généralement à deux approches : l'**approche temporelle**, consistant à se donner k réel et à chercher ω complexe. L'écoulement est instable¹ si le taux d'amplification de l'instabilité, soit encore la partie imaginaire de la pulsation ω , est positif ($\omega_i > 0$). La fréquence est donnée par $f = \frac{\omega_r}{2\pi}$, où ω_r est la partie réelle de la pulsation. La seconde approche est l'**approche spatiale**, consistant à se donner la pulsation ω réelle, et à chercher k complexe. L'écoulement est instable si $k_i > 0$. Dans les deux approches, le mode sélectionné est celui dont le taux d'amplification est le plus grand. Bien que la configuration de l'écoulement présente une instabilité se développant de façon spatiale, la majorité des analyses réalisées dans la littérature adoptent une approche temporelle, les dérivées spatiales étant souvent d'ordre plus élevé que les dérivées temporelles, compliquant alors le calcul. Les relations de Gaster [44] permettent de relier les résultats des deux approches, sous réserve que la croissance de l'instabilité soit faible sur une période :

$$\begin{aligned} -k_i &= \frac{\omega_i}{\frac{d\omega_r}{dk}} \\ k_r &= k \\ \omega &= \omega_r \end{aligned} \tag{1.18}$$

où les membres de gauches sont issus de l'analyse temporelle, et ceux de droite de l'analyse spatiale.

1.2.2.2 Mécanisme inviscide de déstabilisation : Kelvin-Helmholtz

Dans l'analyse qui suit, l'objet soumis à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz n'est plus une nappe de vorticit e comme dans le cas monophasique, mais l'interface, caract erisable par sa tension superficielle et ses relations de saut. Si le m ecanisme  a l'origine de cette instabilit e n'est pas modifiée par rapport  a la configuration monophasique, le d eveloppement spatial de l'instabilit e l'est bel et bien, en raison des propri et es intrins eques de l'interface.

Les premiers r esultats concernant le d eveloppement de cette instabilit e en pr esence de tension superficielle sont issus des travaux de Kelvin [63], qui r ealise une analyse de stabilit e lin eaire pour un  ecoulement avec discontinuit e de vitesse  a l'interface. Il montre qu'en pr esence de gravit e, le cisaillement gazeux doit être sup erieur  a un seuil pour que l' ecoulement soit instable. La r esolution temporelle par Chandrasekhar [13] de la configuration  tudi ee par Kelvin m ene  a la

1. La pr esence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse est une condition n ecessaire pour que l' ecoulement soit instable (th eor eme de Rayleigh, 1880).

relation de dispersion :

$$\omega = k \frac{\rho_2 U_2 + \rho_1 U_1}{\rho_2 + \rho_1} + i \left(k^2 \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_2 - U_1)^2 - gk \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{k^3 \sigma}{\rho_1 + \rho_2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.19)$$

L'écoulement est instable lorsque ω_i est positif. Le critère d'instabilité s'écrit :

$$(U_2 - U_1)^2 \leq \frac{2(\rho_2^2 - \rho_1^2)g}{k_c \rho_1 \rho_2} \quad \text{avec} \quad k_c = \sqrt{\frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\sigma}} \quad (1.20)$$

Le problème que pose la considération d'un écoulement sans raccord de vitesse est l'absence de longueur caractéristique pour la caractérisation du problème. Des représentations plus réalistes du profil de vitesse ont vu le jour par des descriptions utilisant une tangente hyperbolique pour la version monophasique du problème (Drazin [30], Michalke [94, 95], Monkewitz et Huerre [96]), dont certains résultats ont été évoqués plus haut. Il faut attendre les travaux de Raynal [107] pour une description de l'instabilité utilisant un profil de vitesse par morceaux dans la version diphasique du problème avec différence de densités. Raynal [107] montre que la prise en compte d'un raccord de vitesse est nécessaire pour une meilleure description de l'instabilité, et que c'est à l'épaisseur de vortacité de la phase gazeuse δ_{ω_g} que l'instabilité est majoritairement imputable. Il mène une analyse de stabilité linéaire en considérant un profil de vitesse linéaire par morceau dans le gaz, illustré sur la figure 1.10(a), dont la résolution temporelle mène au taux d'amplification temporel et nombre d'onde :

$$\omega_i \simeq 0.9 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{U_2 - U_1}{\delta_{\omega_g}} \quad (1.21)$$

$$k \simeq 1.35 \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \frac{1}{\delta_{\omega_g}} \quad (1.22)$$

Ses observations expérimentales concernant la fréquence des déstabilisations interfaciales f sur une configuration où un film liquide s'écoulant sur une plaque plane est cisailé par un gaz rapide le conduisent à proposer la relation :

$$f \simeq 8 \cdot 10^{-3} \frac{U_c}{\delta_{\omega_g}} \quad (1.23)$$

Raynal [107] montre également que la vitesse convective U_c de l'instabilité est bien représentée par la prévision théorique faite par Dimotakis [28] (voir equation 1.11).

1.2.2.3 Mécanismes d'instabilité d'origine visqueuse

Nous venons de décrire les résultats principaux concernant le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour une interface liquide-gaz, où une petite perturbation est amplifiée par les différentiels de pression de part et d'autre de cette interface. Il s'agit d'un mécanisme inviscide de développement d'instabilité. Dans le cas d'un écoulement liquide-gaz, il existe d'autres mécanismes pouvant être à l'origine du développement d'une instabilité. Les propriétés de l'interface, plus exactement les relations de saut, peuvent rendre la viscosité responsable de l'amplification des perturbations.

Le "H-mode", souvent nommé ainsi dans la littérature en référence aux travaux de Hooper et Boyd [56] et Hinch [52], est un mécanisme visqueux de développement d'instabilité, illustré sur la figure 1.9. Considérons une interface liquide-gaz soumise à un cisaillement (cf. 1.9(a)), le fluide du dessus étant plus visqueux que celui du dessous. Un changement de repère permet de se ramener à la configuration expérimentale. La condition de continuité des vitesses tangentielles à l'interface est vérifiée, et la continuité des contraintes tangentielles impose que la norme du gradient de vitesse de la partie supérieure, où le fluide possède une forte viscosité, soit plus faible que celle de la partie inférieure où le fluide est moins visqueux.

Si l'interface est soumise à une petite perturbation, alors aux points A et B indiqués sur la figure 1.9(b), la norme de la vitesse non perturbée (profil en ligne pleine) du fluide le plus visqueux est plus faible que dans le fluide le moins visqueux. La condition de continuité des vitesses tangentielles impose au fluide le plus visqueux d'accélérer, et au fluide le moins visqueux de décélérer. Les modifications du profil de vitesse (profil en ligne pointillée) pour le respect de la continuité des contraintes tangentielles sont interprétables en terme de perturbation du champ de vorticité. La vorticité cr e e de part et d'autre du point A est positive, celle cr e e autour du point B est négative, et la norme de la vorticité des cellules ainsi cr e es est supérieure dans la phase la plus rapide (la moins visqueuse). L'advection des cellules de vorticité, illustrée figure 1.9(c), induit des déplacements verticaux de l'interface, amplifiant alors la perturbation initiale. Ce mécanisme est susceptible de s'amplifier pour des petites longueurs d'ondes, lorsque les effets visqueux dominent les effets inertiels, permettant la diffusion de la vorticité.

Yecko et Zaleski [132], puis Boeck et Zaleski [8] montrent, sur la base d'analyse de stabilité temporelle avec des profils de vitesse décrits par une fonction erreur erf (cf. 1.10(b)), que la prise en compte de la viscosité fait apparaître trois modes de déstabilisation possibles de l'interface : un mode attribuable à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (inviscide), le "H-mode" que nous venons d'évoquer, et un dernier mode attribuable à l'instabilité de Tollmien-Schlichting [114], qui est lui aussi un mécanisme d'origine visqueuse.

Boeck et Zaleski [8] montrent que dans le cas eau/air, c'est le "H-mode" qui est susceptible de dominer, bien que les travaux de Ben Rayana [6] montrent, par l'étude expérimentale des longueurs d'onde et du taux d'amplification spatiale, que ce mode n'est pas observable.

Les travaux de Raynal [107] Marmottant [87] et Ben Rayana [6] montrent que les fréquences et longueurs d'onde observées expérimentalement diff rent d'un facteur 2 à 3 des prévisions théoriques issues des analyses de stabilité inviscides (propositions de Raynal [107] et Marmottant [87, 86]). Matas et *al.* [91] proposent d'expliquer cette inconsistance par la nécessité de prendre en compte dans l'analyse de stabilité linéaire le déficit de vitesse dans les profils initiaux de vitesse causé par la présence de la plaque séparatrice (cf. 1.10(c)). Ces travaux améliorent la prédiction de la fréquence, évoluant comme $f \simeq \frac{1}{\sqrt{M}}$ avec $M = \frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2}$ le rapport des flux de quantité de mouvement (nous reviendrons sur ce paramètre plus loin), et montrent un effet de l'épaisseur de gaz H_2 sur la fréquence, tant que $H_2 < 0.1\lambda$. L'analyse spatiale et inviscide de stabilité linéaire menée par ces auteurs mène à :

$$\begin{aligned} k &= \left(\sqrt{2} + \frac{3}{2} M^{-\frac{1}{2}} \right) \frac{\sqrt{r}}{\delta_{\omega_g}} \\ \omega_r &= r \frac{U_2}{\delta_{\omega_g}} \left(1 + \frac{5}{2} \sqrt{2} M^{-\frac{1}{2}} \right) \end{aligned} \quad (1.24)$$

où r est le rapport des densités $r = \frac{\rho_g}{\rho_l}$.

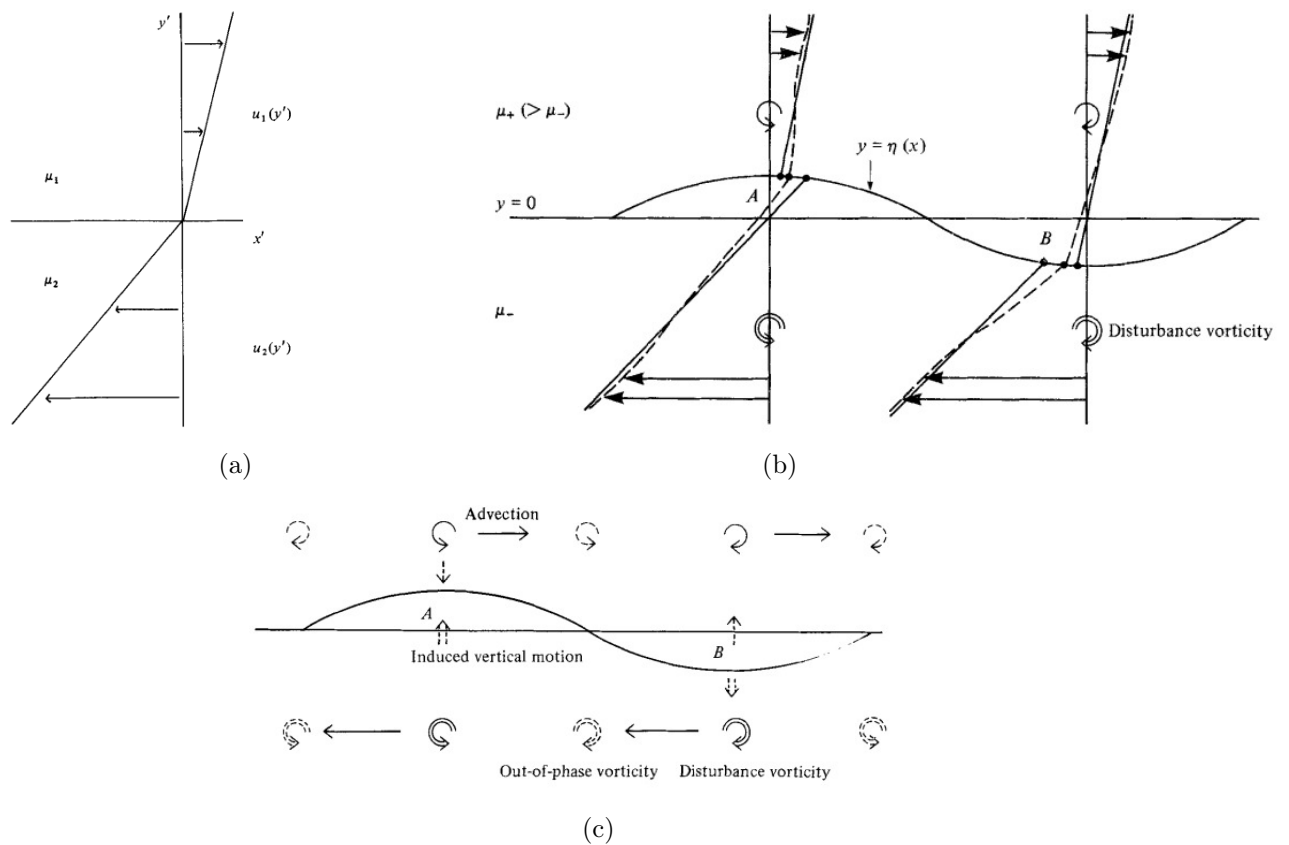


FIGURE 1.9 – Mécanisme du "H-Mode" : (a) : Profil de vitesse initial. (b) : perturbation de l'interface modifiant le profil de vitesse, et créant des cellules de vorticité. (c) : advection des cellules de vorticité, amplification des perturbations de l'interface. D'après Hooper et Boyd [56] et Hinch [52].

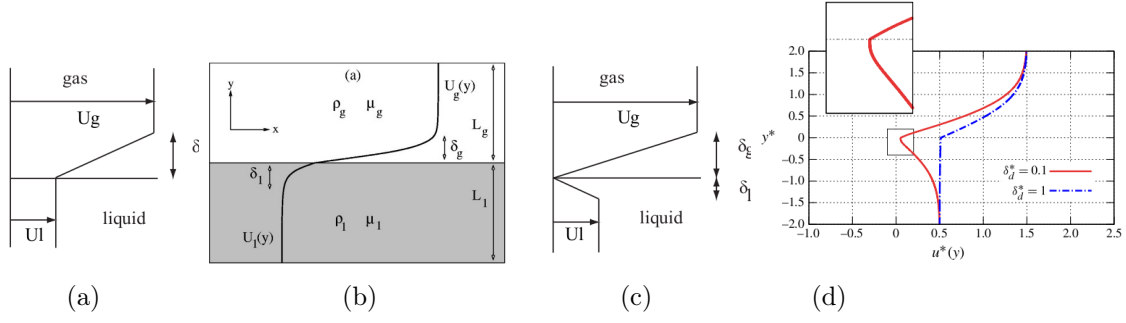


FIGURE 1.10 – Profils de vitesse utilisés dans les analyses de stabilité linéaire de Raynal [107] (a), Yecko et Zaleski [132] et Boeck et Zaleski [8] ((b)), Matas *et al.* [91] ((c)) et Fuster *et al.* [41] ((d)).

Le travail récent de Fuster *et al.* [41], où les auteurs mènent une analyse spatio-temporelle initialement proposée par Otto *et al.* [102], souligne la sensibilité de l'instabilité à l'épaisseur de vortécité gazeuse, pouvant notamment introduire une transition de sa nature convective vers une nature absolue, lorsque celle-ci devient plus grande que l'épaisseur de plaque séparatrice.

1.2.2.4 Instabilité secondaire

Le développement de l'instabilité primaire que nous venons d'évoquer donne naissance à une vague (cf. 1.8(a)). Sur cette vague se développe une instabilité secondaire (cf. 1.8(b)), par laquelle se développent des ligaments. Plusieurs mécanismes expliquant la naissance des digitations sur l'instabilité primaire ont vu le jour. A l'instar des mécanismes de brisure de gouttes basés sur un nombre de Weber, Lasheras et Hopfinger [70] proposent (pour une configuration coaxiale) un mécanisme basé sur un équilibre entre les forces aérodynamiques du gaz et de rétention capillaire pour expliquer l'"épluchage" du jet. Marmottant [87] montre (toujours sur la configuration coaxiale) que le passage de l'onde primaire provoque une accélération de la surface liquide vers le gaz, la situation étant alors instable au sens de Rayleigh-Taylor. Le développement des résultats théoriques connus pour cette instabilité fournit la longueur d'onde λ_T qui sépare ces digitations :

$$\lambda_T \simeq 4\delta_{\omega_g} We_{\delta_{\omega_g}}^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{où} \quad We_{\delta_{\omega_g}} = \frac{\rho_2 U_2^2 \delta_{\omega_g}}{\sigma} \quad (1.25)$$

Hopfinger [57] a également proposé un mécanisme basé sur une instabilité de type Görtler. Hong [55] montre que les résultats expérimentaux semblent cependant donner raison à la proposition de Marmottant. Il développe, sur une géométrie plane identique à celle utilisée par Raynal, un modèle d'instabilité secondaire de type Rayleigh-Taylor, où l'accélération du liquide vers le gaz n'est plus une conséquence du passage de l'onde primaire, comme dans le modèle de Marmottant, mais une conséquence de la traînée induite par les efforts aérodynamiques de la phase gazeuse sur l'instabilité primaire. Ce modèle conduit à une longueur d'onde transverse :

$$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{6\alpha_n B}{C_d}} \delta_{\omega_g} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\rho_2 (U_2 - U_c)^2 \delta_{\omega_g}}{\sigma} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.26)$$

où B est un préfacteur dépendant de l'injecteur (B est le préfacteur de l'instabilité primaire $\lambda_1 = B\delta_{\omega_g} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}$) ($B \simeq 2$ sur l'installation de Marmottant et $B \simeq 4$ sur l'installation de Raynal),

α_n le nombre de ligaments et C_d le coefficient de traînée ($C_d \simeq 2$).

Le modèle de l'instabilité secondaire selon Rayleigh-Taylor est aujourd'hui le plus repris dans la littérature pour expliquer l'instabilité secondaire. Les deux modèles proposés ci-dessus mettent en avant l'importance de δ_{ω_g} et de σ .

1.2.2.5 Entraînement du liquide

Le développement de l'instabilité primaire que nous avons évoqué plus haut n'est pas suffisant dans la version diphasique du problème pour évoquer une "couche de mélange". Cet abus de langage est cependant courant, tant la proximité avec la configuration monophasique (dans laquelle le développement de l'instabilité et de la turbulence suffit au mélange) y incite. Le mélange est ici le résultat du processus complet de l'atomisation du liquide, c'est-à-dire le développement de l'instabilité primaire, puis secondaire, puis la brisure des ligaments en gouttes. Ce processus convertit l'énergie du gaz en énergie de surface, fragmentant le liquide en un spray. Nous avons déjà évoqué le paramètre $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ rapport des flux de quantités de mouvement², ou encore rapport des pressions dynamiques, pour quantifier l'entraînement dans un jet monophasique. Le modèle d'entraînement est repris par Raynal [107], qui démocratise largement l'usage de M dans le cas diphasique, en proposant une relation simple pour la longueur L de dard liquide non entraîné :

$$\frac{L}{2H_1} = \frac{6}{\sqrt{M}} \quad (1.27)$$

avec H_1 l'épaisseur de liquide. Ses observations expérimentales l'amènent également à proposer une loi empirique :

$$\frac{L}{2H_1} = 0.5 + 307M^{-0.33} Re_{\delta_\omega}^{-0.66} \quad (1.28)$$

avec $Re_{\delta_\omega} = \frac{U_2 \delta_{\omega_g}}{\nu_2}$, δ_{ω_g} étant l'épaisseur de vorticité se développant dans la phase gazeuse.

1.2.3 Nappes liquides planes

La nappe liquide plane cisailée de part et d'autre par un gaz rapide est l'objet d'étude académique pour la compréhension des mécanismes de base menant à l'atomisation du liquide. Sa géométrie simple facilite les réalisations et mesures expérimentales. Notons que certains injecteurs (dans les turboréacteurs) sont composés d'une nappe annulaire liquide cisailée de part et d'autre par un gaz rapide, celui-ci ayant des composantes de "swirl". Ces configurations d'écoulement se rapprochent de la nappe plane. Nous ne détaillerons pas ces configurations, le lecteur peut se référer à la thèse de Nicolas Leboucher [72] et à son état de l'art.

La figure 1.11 issue des travaux de Carentz [11] illustre les instabilités à laquelle est soumise une nappe liquide plane cisailée. La dynamique d'une telle configuration se compose d'une instabilité primaire très peu décrite dans la bibliographie, d'une oscillation à grande échelle qui est

2. M est régulièrement désigné dans la littérature comme un "momentum ratio", le terme "flux" disparaissant. Cet abus de langage fait perdre la signification physique réelle de M , et en suggère une autre.

le principal sujet des différentes études réalisées, puis d'une brisure selon plusieurs mécanismes possibles.

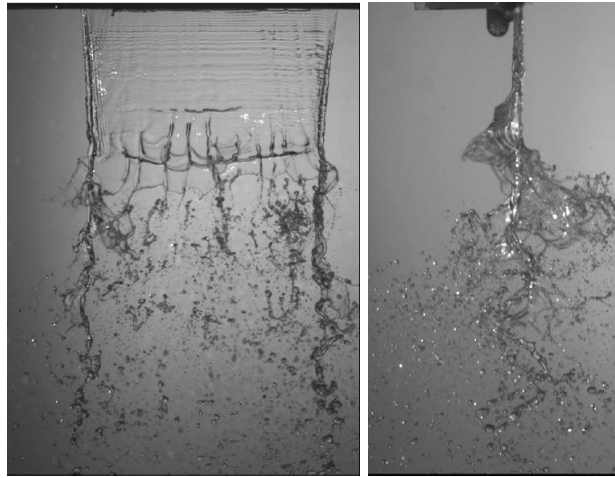


FIGURE 1.11 – Différentes instabilités d'une nappe soumise à un cisaillement gazeux. D'après Carentz [11].

Cette sous-section détaille les résultats concernant l'oscillation à grande échelle, ou oscillation globale de la nappe, en exposant les résultats d'analyse de stabilité linéaire, les études expérimentales concernant la fréquence de battement, et enfin les phénomènes de brisure de la nappe.

Oscillation globale et analyses de stabilité linéaire Tout comme le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, c'est d'abord par les études de stabilité linéaire que furent étudiées les nappes planes. La première est celle de Squire [121] qui considère un liquide non visqueux débouchant dans une atmosphère non visqueuse au repos (figure 1.12). Le cas de la nappe liquide cisailée par un gaz plus rapide est retrouvé par un changement de repère. Le profil de vitesse de la configuration du jet liquide cisailé par un gaz plus rapide peut en effet être décomposé en la somme d'un profil moyen et d'un profil correspondant à une nappe liquide débouchant dans une atmosphère au repos. Squire propose deux modes de déstabilisation (à condition que $We = \frac{\rho_1 U_1^2 H_1}{\sigma} > 1$), l'un où les 2 interfaces se déplacent en phase, l'autre où les interfaces se déplacent en opposition de phase. Une étude plus complète de Hagerty et Shea [47] montre que seuls ces deux modes peuvent exister, dénomés "varicose" et "sinusoïdal", illustrés figure 1.13, et que le mode sinusoïdal est toujours prépondérant. Ils montrent aussi que ces modes ne sont pas forcément purement sinusoïdaux, mais peuvent contenir des composantes harmoniques.

La relation de dispersion obtenue par cette analyse est la suivante :

$$\rho_1(\omega - kU)^2 \tanh(kh) + \rho_2\omega^2 = \sigma k^3 \quad (1.29)$$

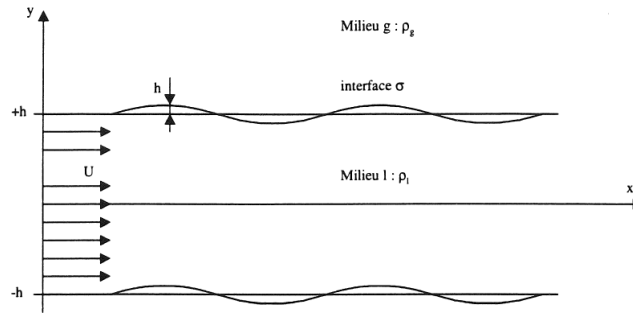


FIGURE 1.12 – Configuration étudiée par Squire [121]

La longueur d'onde λ et le taux de croissance sont donnés par :

$$\lambda = \frac{4\pi\sigma}{\rho_2 U_1^2} \quad \omega_r = \frac{\rho_2 U_1^2}{\sqrt{4\rho_1 H \sigma}} \quad (1.30)$$

(Le lecteur devra remplacer U_1 par la vitesse relative $(U_2 - U_1)$ entre la phase rapide de vitesse U_2 , et le liquide lent de vitesse U_1 , pour une transposition sur une configuration de nappe liquide cisailée par un gaz rapide).

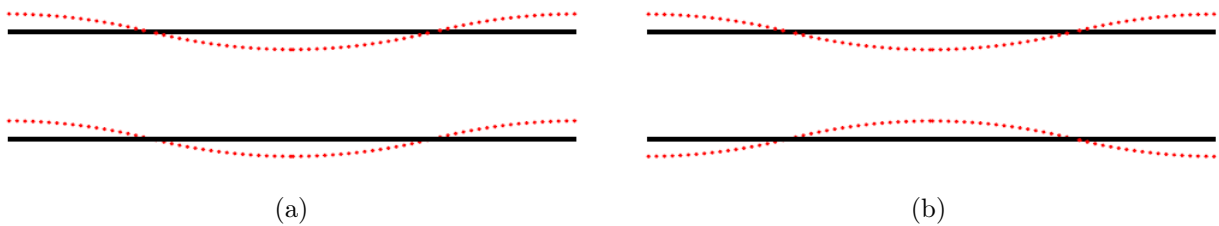


FIGURE 1.13 – Modes sinusoïdal (a) et variqueux (b) proposés par Hagerty et Shea [47] pour la déstabilisation globale de la nappe.

Lozano [80] réalise plus tard une étude visqueuse d'une nappe liquide cisailée par un courant rapide, prenant en compte un raccord entre les profils de vitesse par une description polynomiale. Cette étude souligne la nécessité de prendre en compte l'épaisseur de couche limite gazeuse pour une prédiction correcte de la dynamique. Dans le même temps, Carentz [11] reprend les travaux de Squire [121] par une approche aussi bien spatiale que temporelle, et ne trouve aucun accord avec les résultats expérimentaux concernant les évolutions de fréquence. Il émet de fortes réserves sur la validité d'une telle analyse dans le cas d'une nappe liquide, compte-tenu des amplifications de fortes amplitudes et de la présence de tourbillons dans l'écoulement gazeux, contrairement aux hypothèses des petites amplitudes et de l'écoulement potentiel de l'analyse de stabilité linéaire.

Ces premières études théoriques (hormis celle de Lozano) concernent des nappes planes débouchant dans une atmosphère au repos. Crapper et *al.* [17] observent expérimentalement sur une telle configuration une oscillation de la nappe (figure 1.14).

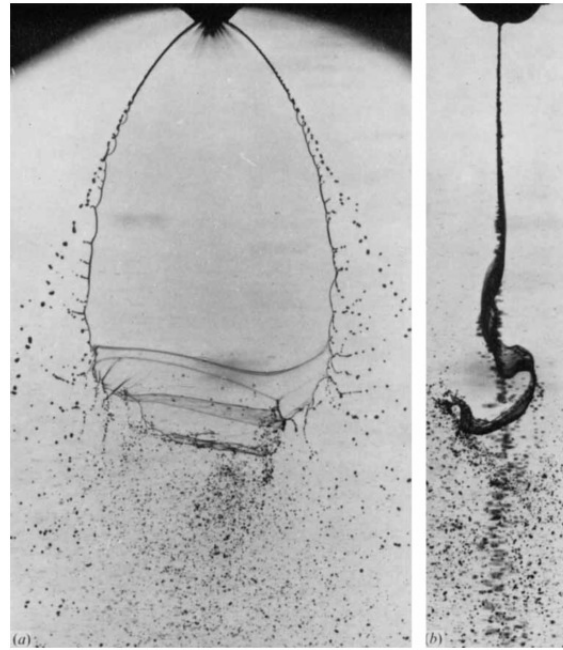


FIGURE 1.14 – Oscillation globale d'une nappe liquide débouchant dans une atmosphère au repos. D'après Crapper et *al.* [17].

Fréquence de battement La fréquence de battement de la nappe est le paramètre qui a été sans doute le plus étudié, de par sa mesure relativement aisée sur une installation expérimentale, ainsi que par sa définition universelle (contrairement par exemple au taux d'amplification spatial, que nous verrons plus loin). Les premiers travaux importants concernant cette fréquence sont ceux de Mansour et Chigier [84, 85], qui étudient l'évolution de la fréquence avec les vitesses liquide et gazeuse. Ils montrent que cette fréquence évolue de façon linéaire avec la vitesse gaz U_2 , comme le montre la figure 1.15(a). Ce résultat sera retrouvé par de nombreux auteurs, notamment [81] et [16] (figures 1.15(b) et 1.15(c)). A notre connaissance, seul Carvalho [12] propose une évolution non strictement linéaire pour la fréquence f en fonction de la vitesse gaz U_2 . Il propose $f \simeq U_2^k$, avec k variant entre 0.70 et 0.88.

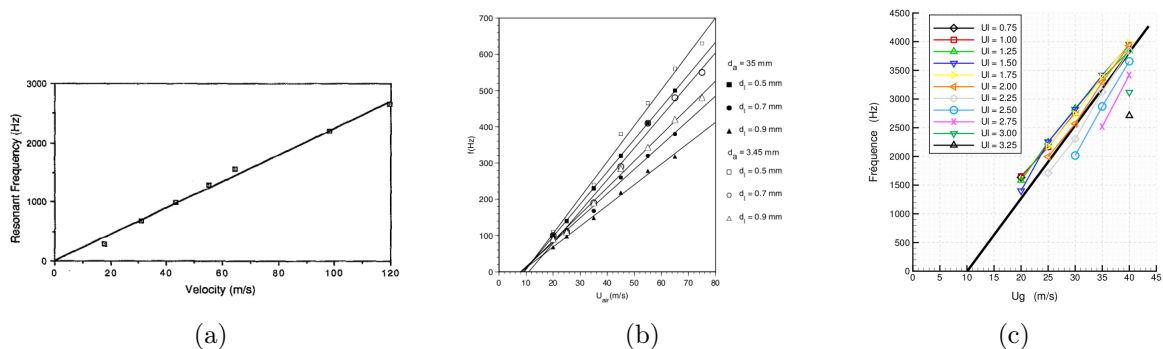


FIGURE 1.15 – Evolution linéaire de la fréquence de battement avec la vitesse gaz U_2 . Résultats de Mansour et Chigier [85] ((a)), Lozano et *al.* [81] ((b)) et Couderc [16] ((c)).

Mansour et Chigier montrent également que 3 modes de battement différents peuvent être mis en avant selon la valeur de la vitesse liquide U_1 , comme l'illustre la figure 1.16(a). Les dynamiques de battement de chacune des trois zones A, B et C ainsi définies sont illustrées figure 1.17.

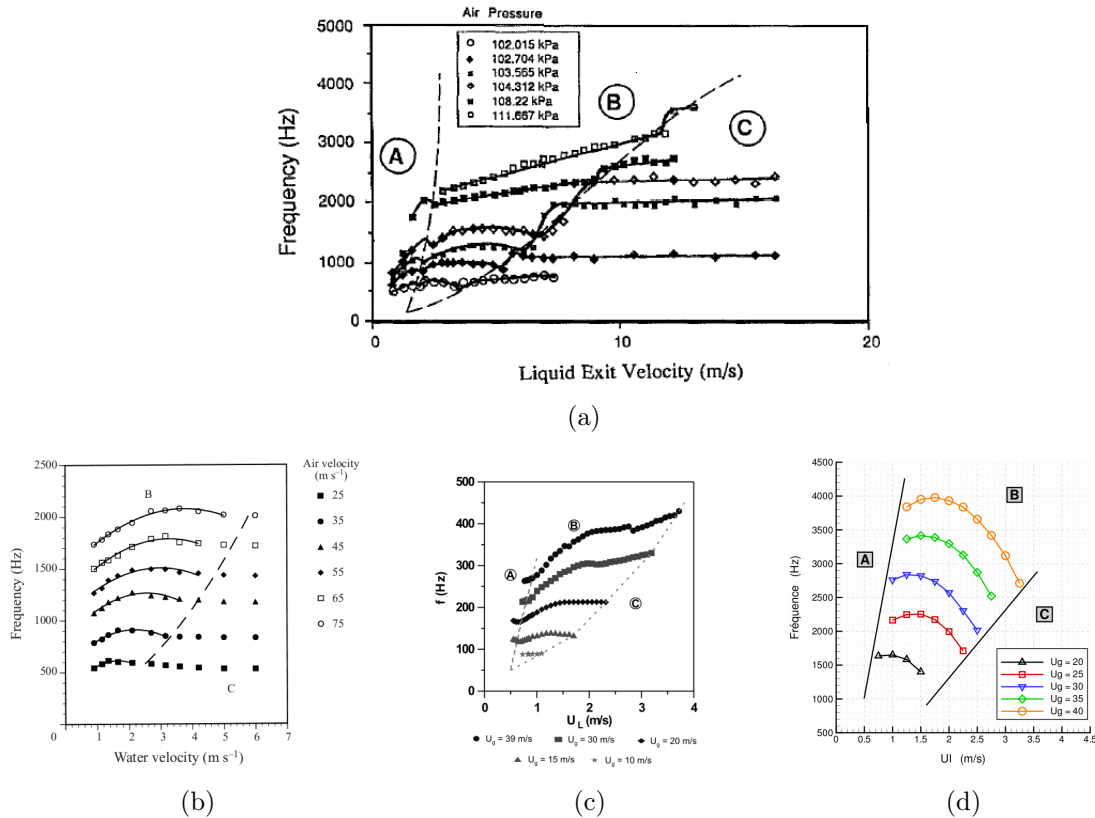
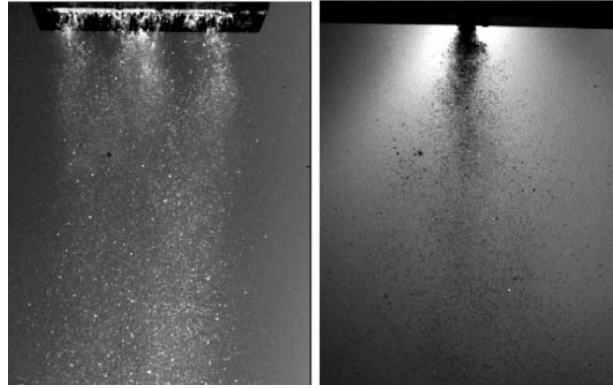


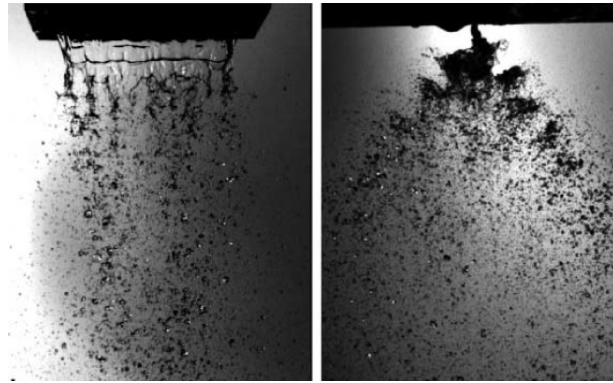
FIGURE 1.16 – (a) : Zones A,B,C définies par Mansour et Chigier [85]. Comportement retrouvé par Lozano [80] (b), Carvalho [12] (c) et Couderc [16] (d).

Pour de très faibles vitesses du liquide, il n'existe pas vraiment de liquide intact, celui-ci étant directement sujet à une brisure importante (zone A, cf. 1.17(a)). Pour des vitesses du liquide légèrement supérieures, les auteurs observent une prédominance des ondes sinusoïdales, s'accompagnant d'une oscillation globale de la nappe (zone B, cf. 1.17(b)). Enfin, pour de plus fortes vitesses du liquide, les auteurs observent l'apparition de modes secondaires se superposant au mode d'oscillation principal de la zone B, pour atteindre un état où les ondes de types variéux dominant (zone C, cf. 1.17(c)). Dans cette zone C, de nombreuses composantes fréquentielles sont présentes, et une mauvaise répétabilité des mesures est observée. Cette classification en 3 zones sera reprise et retrouvée de façon expérimentale par Lozano [80], Carvalho [12] et de façon numérique par Couderc [16], comme l'illustrent les figures 1.16(b) à 1.16(d).

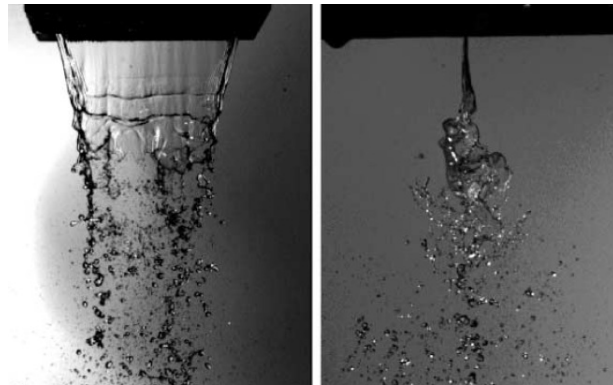
La recherche d'un nombre de Strouhal caractéristique de cette fréquence de battement est l'un des problèmes majeurs pour ce type de configuration. Chacune des deux phases se caractérise en effet par une épaisseur H , une vitesse U , une taille de couche limite δ , une densité ρ , une viscosité dynamique μ . Les possibilités de construction de nombres adimensionnels sont grandes, d'autant que la dimension caractéristique de l'écoulement n'est pas clairement définie, et la sensibilité de la fréquence (ainsi que toutes les autres caractéristiques de la nappe plane) à chacun des



(a) Zone A : Atomisation immédiate du liquide



(b) Zone B : oscillation à grande échelle de la nappe, "sinusoïdal waves".



(c) Zone C : faible oscillation de la nappe, "dilatationnal waves".

FIGURE 1.17 – Illustration des 3 régimes d'oscillation : zone A (a), B (b) et C (c). D'après Lozano et al. [79]

Auteur	Corrélation proposée	Remarques
Carentz [11]	$f = 0.1\sqrt{M}$	Pour $M < 5$
Lozano <i>et al.</i> [80]	$St = \frac{fH_1}{U_2 - U_{min}} \simeq 0,01$	U_{min} : vitesse gaz minimale à imposer pour qu'il y ait oscillation.
Lozano <i>et al.</i> [81]	$0.01 < \frac{f\sqrt{H_2H_1}}{U_2 - U_{min}} < 0,015$ $0.03 < \frac{f\sqrt{H_2H_1}}{U_2 - U_{min}} < 0.04$	Pour $3.8 < \frac{H_2}{H_1} < 6,9$ Pour $38 < \frac{H_2}{H_1} < 70$
Fernandez <i>et al.</i> [40]	$\frac{fH_1}{U_{min}} = \left(\frac{\rho_2(U_2 - U_{min})c_{inj}}{\mu_l} \right)^{\frac{4}{5}} \left(\frac{\delta}{\delta_\omega} \right)^{\frac{3}{2}}$	c_{inj} : corde de l'injecteur liquide
Carvalho ([12])	$\frac{fH_1}{U_1} = 0.13M^{0.38}$	
Larricq-Fourcade [68]	$\frac{fH_1}{U_1} = 0.0034 \left(\frac{\rho_2(U_2 - U_{min})^2}{\rho_1 U_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\delta}{\delta_\omega}$	
Couderc [16]	$St = \frac{fH_1\sqrt{\delta_2}}{2U_2\sqrt{H_2}} \simeq 0.02$	H_2 : inclue les couches limites δ_2 de la phase rapide.

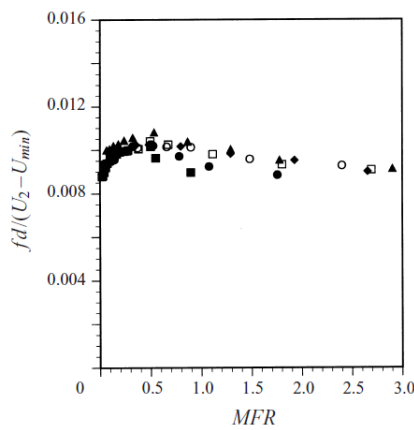
TABLE 1.1 – Propositions de nombres de Strouhal et de lois d'évolution de la fréquence de battement.

paramètres n'est pas forcément connue.

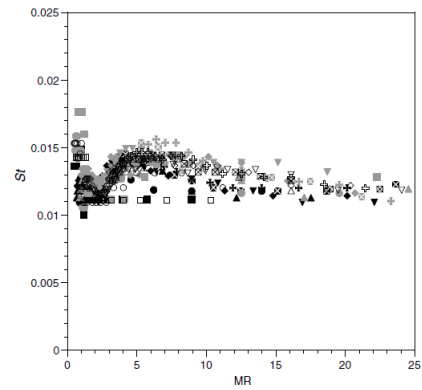
Plusieurs propositions ont vu le jour pour caractériser la fréquence de battement, sur la base d'observations expérimentales, puis plus tard de simulations numériques. Le paramètre M est régulièrement mis en avant, et la fréquence est souvent adimensionnée par la vitesse et épaisseur de nappe liquide. Lozano [81] montre en effet une dépendance de la fréquence à l'inverse de $\sqrt{H_1}$. Les différents nombres de Strouhal établis dans la littérature sont présentés sur la figure 1.18, et le tableau 1.1 résume les différentes propositions de lois d'évolution ou de nombres de Strouhal caractéristiques relevés dans la littérature.

Brisure de la nappe Si les auteurs se sont longuement penchés sur l'étude de la fréquence de battement, c'est qu'il semble acquis que la brisure de la nappe soit une conséquence directe de ce phénomène de battement. Arai et Hashimoto [1] sont les premiers à montrer, en utilisant des techniques de visualisation différentes pour chacun des phénomènes, que la fréquence de battement de la nappe est effectivement égale à la fréquence de rupture de celle-ci. Ce résultat est par la suite confirmé par Carvalho [12], et Park [103].

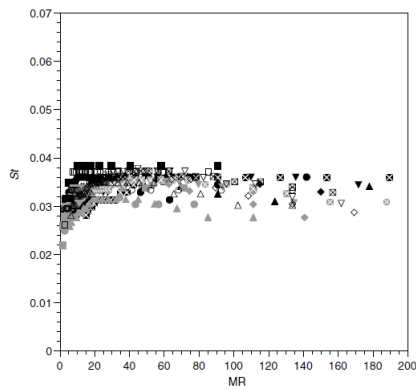
Les mécanismes à l'origine de la brisure de cette nappe demeurent aujourd'hui relativement mal compris. Dombrowski et Johns [29] ont proposé en 1963 un mécanisme où la nappe se brise régulièrement en "cellules". Stapper et Samuelsen [122] proposent deux modes de rupture possibles pour une nappe liquide soumise à un cisaillement gazeux illustrés figure 1.19. Ils montrent que deux ondes perpendiculaires se déplacent au sein de la nappe, donnant chacune un mode de rupture. Si l'onde longitudinale domine, la nappe se rompt par "cellules" ("cellular breakup") comme ce qu'avaient proposé Dombrowski et Johns ; si l'onde transverse domine, alors la nappe se rompt par "ligaments" ("stretched streamwise ligament"). Les auteurs relient les domaines d'existence de ces modes de rupture à la vitesse du liquide, le mode par "cellules" apparaissant à forte vitesse liquide, tandis que le mode par "ligaments" apparaît à faible vitesse liquide. Ils n'apportent toutefois pas d'explication phénoménologique à la brisure.



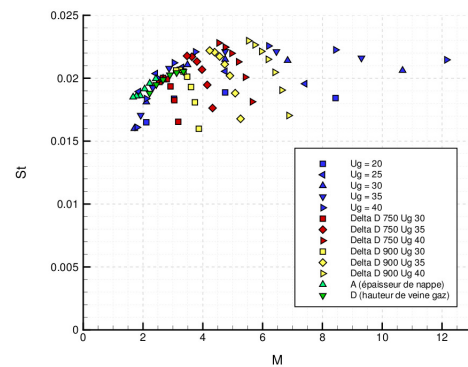
(a) $St = \frac{f H_1}{U_2 - U_{min}}$ en fonction de $MFR = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\rho_1 U_1^2 H_1}$.
D'après [80]



(b) $St = \frac{f \sqrt{H_2 H_1}}{U_2 - U_{min}}$ en fonction de $MR = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\rho_1 U_1^2 H_1}$.
D'après [81].



(c) $St = \frac{f \sqrt{H_2 H_1}}{U_2 - U_{min}}$ en fonction de $MR = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\rho_1 U_1^2 H_1}$.
D'après [81].



(d) $St = \frac{f H_1 \sqrt{\delta_2}}{2 U_2 \sqrt{H_2}}$ en fonction de $M^* = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\rho_1 U_1^2 H_1}$.
D'après [16].

FIGURE 1.18 – Différentes propositions de nombre de Strouhal pour caractériser l'oscillation de la nappe.

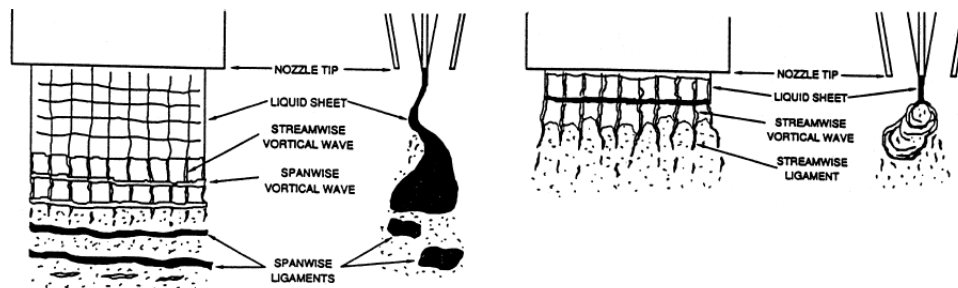


FIGURE 1.19 – Mécanismes de rupture d'une nappe liquide selon Stapper et Samuelsen [122]. Mode par cellules (gauche) et par ligaments (droite)

Auteur	Corrélation proposée
Arai et Hashimoto [1]	$L = 1.23H_1^{0.5}We^{-0.5}Re_1^{0.6}$
Carentz [11]	$\frac{L}{H_1} = \frac{32}{\sqrt{M}}$
Park [103]	$\frac{L}{H_1} = C \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{U_1}{U_2 - U_1} We_r^{-0.5}$
Fernandez et al. [40]	$\frac{L}{H_1} = \left(\frac{U_1}{MWe_{H_1}} \right)^{\frac{1}{3}}$
Carvalho ([12])	$\frac{L}{H_1} = 6.51M^{-0.68}$
Larricq-Fourcade [68]	$\frac{L}{H_1} = 0.087 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) M^{-\frac{3}{8}} We^{-\frac{3}{8}}$

TABLE 1.2 – Corrélations pour la longueur de rupture d'une nappe plane.

Carentz [11] propose un scénario où la formation de ligaments est une conséquence de l'oscillation globale de la nappe. Si la fréquence de battement de la nappe est $f_{1_{aire}}$, ces ligaments sont alors espacés d'une longueur d'onde :

$$\lambda_T = 0.548 + \frac{479}{f_{1_{aire}}} \quad (1.31)$$

De la même manière, Park [103] propose un temps de rupture sur la base d'une analyse de stabilité linéaire, en faisant l'hypothèse que la rupture intervient au taux d'amplification maximal. Larricq-Fourcade [68] propose, en se basant sur les travaux de Marmottant et Hong, une longueur d'onde d'instabilité secondaire. Sa proposition fait intervenir la taille de couche limite gazeuse δ_g , qui est l'ordonnée pour laquelle la vitesse est égale à 99% de la vitesse maximale :

$$\frac{\lambda_T}{\delta_g} = 1.59 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{1}{4}} We_{\delta_g}^{-\frac{1}{2}} \quad \text{avec} \quad We_{\delta_g} = \frac{\rho_2(U_2 - U_1)^2 \delta_g}{\sigma} \quad (1.32)$$

Fernandez [46] a étudié les mécanismes d'instabilités secondaires dans un environnement pressurisable. Il présente ses résultats en fonction de $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$, et montre que les modes "cellular" et "stretched ligaments" définis par Stapper et Samuelsen [122] sont toujours valables. Pour des M supérieurs à 4, un troisième mode d'instabilité apparaît, dénommé "torn sheet break-up", où des ligaments longitudinaux se forment de façon irrégulière, puis pour des M proche de 22, un nouveau mode ("membrane-type break-up") est mis en évidence, sans formation de ligament, mais plutôt de membranes.

Nous avons vu que dans le cas de la couche de mélange liquide-gaz, la longueur caractéristique de l'écoulement est la longueur de dard liquide non entraîné. Dans le cas d'une nappe plane cisailée, la longueur caractéristique mesurable expérimentalement est la longueur de rupture de celle-ci. Il existe là encore plusieurs propositions de loi d'évolution de cette longueur en fonction des paramètres de l'écoulement, récapitulées dans le tableau 1.2.

Angle de spray L'évolution de l'angle de spray en fonction des paramètres de l'écoulement est importante à connaître, car l'ouverture de cet angle définira la topologie de la flamme créée en aval. Mansour et Chigier [85] montrent que l'angle de spray évolue de la même manière que

l'oscillation globale de la nappe avec U_l : il augmente à faibles valeurs de U_l , puis diminue lors de la transition de la "zone B" à la "zone C". Ce résultat, illustré sur la figure 1.20, est retrouvé par Carvalho [12].

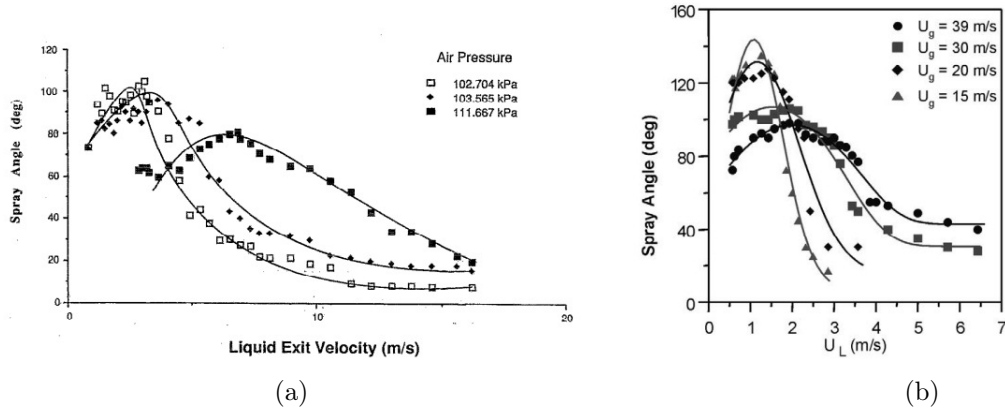


FIGURE 1.20 – Evolution de l'angle de spray avec la vitesse liquide U_l : résultat de Mansour et Chigier [85] (a) et de Carvalho [12] (b).

1.2.4 Jets liquide-gaz coaxiaux

La géométrie coaxiale est celle présente dans les systèmes d'injection de moteurs-fusées. Les auteurs s'intéressant à cette configuration ont historiquement commencé par l'étude de la longueur de dard liquide avec la première publication importante d'Eroglu et Chigier [37], puis les travaux d'Engelbert [34], Lasheras *et al.* [71], Juniper [61] (en présence de la flamme), Lasheras et Hopfinger [70]. L'étude des différents mécanismes d'instabilité est abordée par P. Marmottant dans sa thèse très riche [87], puis Marmottant et Villermaux [86] et plus récemment par Matas et Cartellier [89] et Delon ([24], thèse en cours). Cette liste d'auteurs n'est pas exhaustive, de très nombreux travaux existant à l'heure actuelle sur le sujet.

Longueur de dard La longueur de dard liquide non entraîné dans le gaz est une quantité fondamentale dans le cadre industriel de la combustion, car elle traduit directement la quantité de carburant qui s'est mélangée au comburant.

Nous avons déjà évoqué plus haut (section 1.1.2) les résultats concernant l'entraînement dans le cas du jet coaxial monophasique, donnant la longueur de **cône potentiel interne**. Dans le cas liquide-gaz, l'entraînement du liquide vers le gaz se caractérise par la **longueur intacte liquide** ou **longueur de dard liquide**. Les premières propositions de corrélations pour ces longueurs ont vu le jour avec les travaux de Eroglu et Chigier [37], puis Engelbert [34] et Lasheras *et al.* [71].

Le tableau 1.3 recense les principales corrélations pour les longueurs de dards liquide de jets coaxiaux liquide-gaz.

Le lecteur pourra trouver dans [21] une importante confrontation des travaux existants et corrélations de longueur de cône potentiel et de dard liquide existantes dans la littérature en

Auteur	Corrélation proposée	Remarque
Eroglu et Chigier [37]	$\frac{L}{D_1} = 0.5 \left(\frac{We_r}{2}\right)^{-0.4} Re_1^{0.6}$	$Re_1 = \frac{\rho_1 U_1 D_1}{\mu_1}$, $We_r = \frac{\rho_2 (U_2 - U_1)^2 D_1}{2\sigma}$
Woodwart et al. [131]	$\frac{L}{D_1} = 0.0095 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{-\frac{0.36}{H}} We^{-\frac{0.22}{H}} Re_1^{0.68}$	$We_r = \frac{\rho_2 (U_2 - U_1)^2 D_1}{\sigma}$
Engelbert et al. [34]	$\frac{2L}{D_2 - D_1} = 10.6 MR^{-0.3}$	$MR = \frac{\rho_2 U_2^2 (D_2^2 - D_1^2)^2}{\rho_1 U_1^2 D_1^2}$
Lasheras et al. [71]	$\frac{L}{D_1} = \frac{6}{\sqrt{M}}$	
Porcheron et al. [106]	$\frac{L}{D_1} = 2.85 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{-0.38} Oh^{0.34} M^{-0.13}$	$Oh = \frac{\mu_1}{\sqrt{\rho_1 D_1 \sigma}}$
Leroux et al. [74]	$\frac{L}{D} = 10M^{-0.3}$	

TABLE 1.3 – Corrélations pour la longueur de dard liquide d'un jet coaxial.

2006 pour des jets coaxiaux monophasiques et diphasiques.

Instabilités du jets coaxial Lorsqu'un jet axial est cisailé par une couronne de gaz, trois instabilités différentes sont identifiables. La première, instabilité "primaire" ou "axiale" illustrée sur la figure 1.21(a), se caractérise par le passage d'une vague. Marmottant [87] montre qu'elle est imputable au développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, de la même façon que l'interface cisailée que nous avons décrit dans la sous-section 1.2.2.

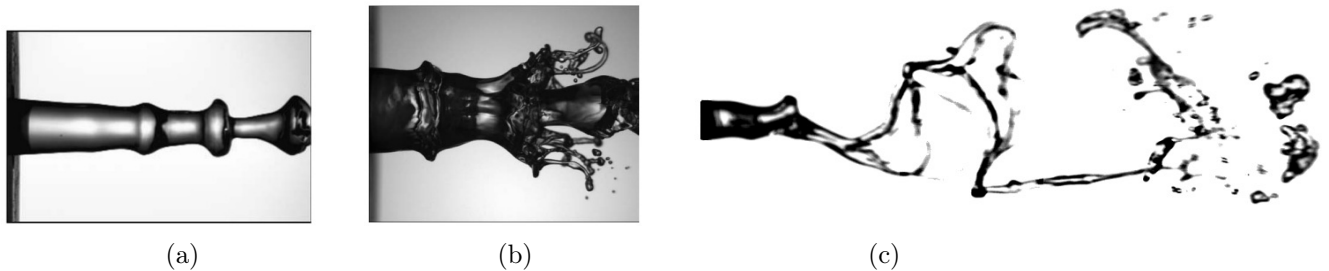


FIGURE 1.21 – Instabilités d'un jet liquide coaxial soumis à un cisaillement gazeux : instabilité primaire (a) et secondaire (b) (d'après Marmottant et Villermaux [86]). Phénomène de "flapping" (c) (courtoisie Antoine Delon).

Une instabilité secondaire donnant naissance à des ligaments (cf. 1.21(b)) se développe de même ; le mécanisme (Marmottant [87]) a été détaillé dans la sous-section 1.2.2.

La troisième instabilité, illustrée sur la figure 1.21(c), dénommée "flapping" du jet, fait l'objet d'études plus récentes (Cartellier et Matas [89], Delon [24]). Cette instabilité est à l'origine de la création de grosses gouttes (Matas et Cartellier [89]) défavorables à un bon échange carburant/comburant, et donc à une bonne combustion. Les mécanismes à l'origine de cette troisième instabilité ne sont aujourd'hui pas élucidés, bien que les derniers auteurs cités ne suspectent que la dissymétrie des vagues issues de l'instabilité primaire en soit responsable, par la dissymétrisation de l'écoulement gazeux subissant des recirculations en aval de ces vagues. Ce phénomène est illustré figure 1.22.

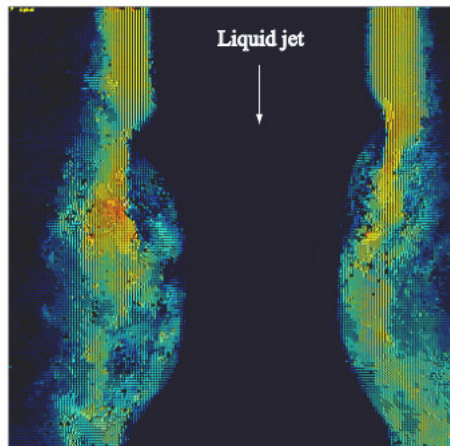


FIGURE 1.22 – Visualisation PIV de l'écoulement gazeux (en jaune et bleu) autour du jet liquide (en noir). La vague de l'instabilité primaire se développe de façon dissymétrique. L'écoulement gazeux subit un décollement en aval de cette vague, et est lui-même dissymétrisé. D'après Matas *et al.* [91].

1.2.5 Etude de l'interaction liquide-gaz

Nous venons d'évoquer les résultats concernant la dynamique des jets liquides plans cisailés de part et d'autre par un gaz rapide, ainsi que les résultats des jets liquides coaxiaux cisailés par une couronne de gaz rapide. Ces deux géométries font intervenir une entité liquide cisailée par un gaz rapide. Nous avons également évoqué, dans le cas du jet coaxial, une possible interaction entre les phénomènes de décollements tourbillonnaires du gaz et la dynamique globale du jet liquide. Cette interaction entre les phénomènes tourbillonnaires du gaz et du jet intervient dans les deux types de géométrie. Elle a fait l'objet de relativement peu d'études, contrairement aux mécanismes de déstabilisation interfaciaux, du fait notamment de la difficulté expérimentale de la réalisation de telles études. Les quelques travaux existants sur le sujet concernent les nappes planes, à l'exception de celui que nous venons de citer (Matas *et al.* [91], Cartellier et Matas [89]).

La première mise en évidence expérimentale d'une interaction entre une nappe liquide et l'écoulement gazeux environnant est réalisée par Crapper *et al.* [17], qui mirent en évidence par l'utilisation d'un traceur composé de fumée de tétrachlorure de titane (cf. 1.23(a)), la présence de tourbillons engendrés dans l'atmosphère initialement au repos par leur jet plan, ainsi que des phénomènes de détachements de couche limite gazeuse au sommet des oscillations. Cette dernière observation les conduit à faire un rapprochement avec le mécanisme à l'origine de l'allée tourbillonnaire de Von-Karman. La présence de ces tourbillons gazeux leur permet d'expliquer les différences comportementales de la nappe avec les prévisions théoriques basées sur le développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz à deux interfaces.

Barreras [4] a effectué des visualisations utilisant une technique "Planar Laser-Induced Fluorescence" (PLIF) sur une nappe plane, soulignant l'importance des tourbillons sur la dynamique de la nappe. Dans une publication avec Lozano [79], ces auteurs mettent clairement en évidence des phénomènes de détachement de couche limite gazeuse en aval des oscillations de la nappe (figure 1.23(b)), soulignant l'aspect visqueux de l'écoulement (la viscosité étant régulièrement

négligée dans les analyses de stabilité linéaire), et surtout contribuant à l'entretien du phénomène de battement de la nappe. Ce travail met également en avant une notion de compétition entre structures tourbillonnaires et inertie de la nappe, puisque lorsque la vitesse liquide est augmentée, les auteurs observent une simple advection des tourbillons issus de la recirculation de la lèvre d'injection vers l'aval, sans déplacement global de l'ensemble de la nappe. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.23(c).

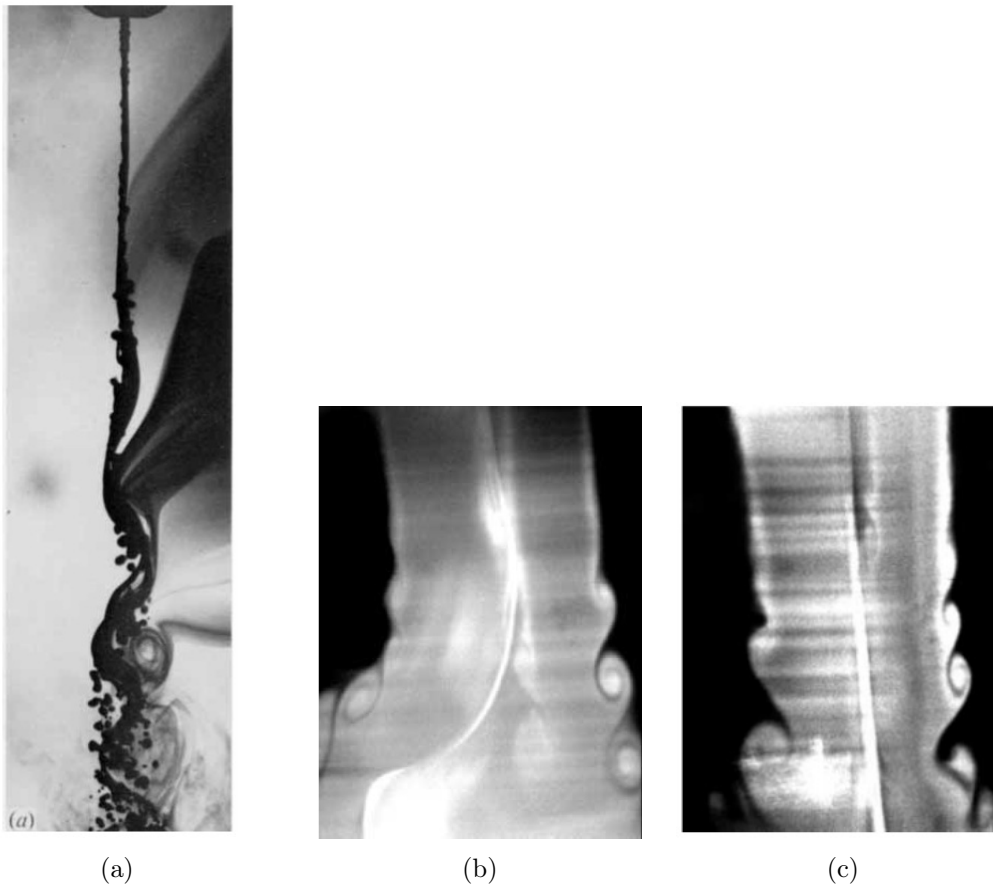


FIGURE 1.23 – Mises en évidence expérimentales de l'interaction liquide-gaz. (a) : Structures tourbillonnaires gazeuses provoquées dans une atmosphère initialement au repos par le passage d'un jet plan (d'après [17]). (b) : Décollement tourbillonnaire (en gris clair - blanc) de l'écoulement gazeux derrière un maximum d'amplitude de battement de la nappe (en blanc) (d'après [79]). (c) : Structure tourbillonnaire gazeuse issue du décollement derrière la lèvre de l'injecteur (en gris foncé) simplement convectée le long de la nappe plane (en blanc), sans battement global de la nappe. D'après [79].

Lopez-Pages et *al.* [78] réalisent l'une des premières simulations numériques de nappe liquide cisailée, où, après avoir validé leur outil numérique sur une configuration monophasique, ils mettent en évidence la diminution de la fréquence de battement (par rapport à la configuration monophasique) de la nappe causée par son inertie. Leurs calculs bidimensionnels montrent également qu'une plaque séparatrice ayant une épaisseur égale à celle de la nappe provoque des décollements tourbillonnaires à l'origine de l'oscillation de la nappe (cf. 1.24(a)), et que même

dans le cas où la plaque séparatrice est d'épaisseur nulle, des tourbillons massifs sont présents dans l'écoulement (cf. 1.24(b)). Park [103], qui réalise une étude d'instabilité linéaire évoqué plus haut (sous-section 1.2.3), met en évidence à l'aide d'une simulation LES bidimensionnelle l'existence d'une région de recirculation en aval de la lèvre d'injection (cf. 1.24(c)). Cette recirculation biaise la valeur de la vitesse relative ($U_g - U_l$) à prendre en compte dans les résultats de son analyse de stabilité linéaire.

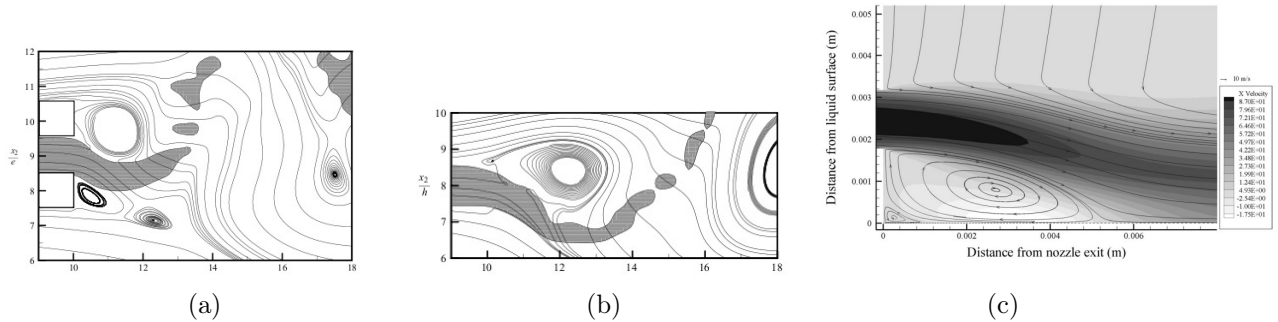


FIGURE 1.24 – Mises en évidence numériques de l'interaction liquide-gaz. Décollement tourbillonnaire en aval de l'injecteur (a), et présence de structure tourbillonnaire gazeuse en l'absence d'injecteur (d'après [78]). (c) : Représentation du décollement tourbillonnaire en aval de l'injecteur par une marche descendante, la condition limite en bas du domaine étant un mur se déplaçant à la vitesse d'une interface fictive (D'après [103]).

1.3 Synthèse de l'étude bibliographique physique, références complémentaires

Il est illusoire de vouloir être exhaustif sur les problématiques des interfaces cisailées et des jets liquides cisailés, tant la bibliographie est abondante depuis les premiers travaux de Kelvin jusqu'aux nombreux travaux actuels, et ce, tant sur les résultats expérimentaux que théoriques. Les résultats nous ayant paru importants pour la compréhension du travail qui va suivre, et pour le situer par rapport à l'existant ont été exposés dans cet état de l'art. Le lecteur pourra trouver des analyses plus approfondies dans la revue de Sirignano et Mehring[118] ou l'ouvrage de Lin [77] pour les aspects théoriques, ou encore l'ouvrage de Lefebvre [73] ainsi que les revues de Christophe Dumouchel [32] et Eggers et Villiermaux [33] pour les aspects plus phénoménologiques.

Cet état de l'art fait apparaître que si la couche de mélange monophasique est aujourd'hui très bien caractérisée, les instabilités se développant sur une interface liquide-gaz le sont beaucoup moins, bien que les travaux théoriques actuels semblent de plus en plus précis. Ceux-ci mettent en avant l'extrême sensibilité de ces instabilités aux épaisseurs de vorticités du profil de vitesse, particulièrement celle du gaz. La mesure expérimentale et le contrôle de ces quantités restent aujourd'hui délicats. Aussi, l'un des objectifs de ce travail est l'évaluation de l'influence de cette couche limite sur la dynamique des jets que nous allons étudier.

Nous avons confronté dans cet état de l'art les propositions disponibles dans la littérature pour caractériser la dynamique des jets liquides cisailés. Si le rapport des flux de quantité de mouvement $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ semble important pour la caractérisation des phénomènes d'entraînement

du liquide vers le gaz, les aspects dynamiques, et particulièrement ceux relatifs à la nappe plane, sont mal caractérisés. Le nombre élevé de paramètres influant sur cette dynamique rend difficile des propositions universelles. Il est parfois difficile d'étudier de façon découplée l'effet de plusieurs paramètres. Nous tâcherons dans ce travail de caractériser les aspects dynamiques de la nappe liquide plane cisailée, et de réaliser des études de sensibilité où les paramètres sont découplés.

Enfin, il existe des interactions entre les structures tourbillonnaires présentes dans la phase gazeuse et le liquide. Celles-ci sont délicates à étudier de façon expérimentale, mais leurs effets sont importants pour la compréhension de la dynamique des jets cisailés. Ils expliquent notamment la difficulté d'étudier de façon théorique les dynamiques globales du jet, et sont suspectés d'être à l'origine de certains types de déstabilisation. Dans ce travail, l'accent sera mis sur cette interaction entre structures tourbillonnaires et dynamique du jet liquide.

Chapitre 2

Aspects numériques et outils d'analyse

*Lorsqu'on s'occupe d'informatique, il faut faire
comme les canards... Paraître calme en surface et
pédaler comme un forcené par en-dessous.*

RICHARD LALLEMENT

Sommaire

2.1	Simulation numérique d'écoulements diphasiques	53
2.1.1	Equations générales de conservation	53
2.1.2	Equations de conservation dans le cas incompressible et diphasique . . .	55
2.2	Etat de l'art numérique : traitement des conditions de saut et suivi d'interface	55
2.2.1	Traitement des conditions de saut	56
2.2.2	Suivi d'interface : Marqueurs lagrangiens ("Front Tracking")	56
2.2.3	Méthode eulérienne Volume of Fluid	58
2.2.4	Méthode eulérienne Level Set	59
2.2.5	Méthodes "Mixtes", couplages, et autres stratégies	61
2.3	Stratégies numériques adoptées dans le solver YALES2	63
2.4	Mise en œuvre des simulations	66
2.4.1	Configurations analysées et paramètres physiques des phases	66
2.4.2	Profil de vitesse	67
2.4.3	Maillage	68
2.5	Outils d'analyse de l'écoulement	72

2.1 Simulation numérique d'écoulements diphasiques

2.1.1 Equations générales de conservation

Les équations générales de la mécanique des fluides sont des lois de bilan, appliquées à un volume de contrôle Ω , tel celui illustré sur la figure 2.1. Elles traduisent la conservation au cours du temps de la masse, la quantité de mouvement, et de l'énergie contenue dans Ω en tenant compte des apports ou forces extérieur(e)s à ce domaine. Nous n'évoquerons pas ici les aspects

énergétiques, ce travail considérant des écoulements incompressibles sans changement de phase.

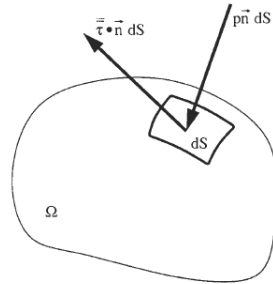


FIGURE 2.1 – Volume de contrôle Ω . Sont représentés les efforts de pression et les efforts visqueux sur un élément de surface élémentaire.

Equation de continuité L'équation dite de continuité traduit le bilan de masse au sein du volume de contrôle Ω . Cette équation exprime le fait que la variation au cours du temps de la masse au sein du volume de contrôle Ω est égale à la somme des flux qui traverse sa frontière $\partial\Omega$.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega = - \int_{\partial\Omega} (\rho \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} d\Omega \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{n} le vecteur normal unitaire à $\partial\Omega$ orienté vers l'extérieur du volume de contrôle, et \mathbf{u} le vecteur vitesse.

Le théorème de Green-Ostrogradski, ou théorème flux-divergence permet d'écrire :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right) d\Omega = 0 \quad (2.2)$$

Cette équation étant vraie quel que soit la taille du volume de contrôle considéré, nous pouvons écrire la forme locale de cette équation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.3)$$

Conservation de la quantité de mouvement Cette équation traduit le principe fondamental de la dynamique pour les particules fluide constituant le domaine Ω . Elle s'écrit :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} d\Omega = \int_{\Omega} \mathbf{f} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} d\Omega \quad (2.4)$$

où \mathbf{f} est la résultante des forces volumiques, \mathbf{T} le tenseur symétrique des efforts surfaciques construit de telle sorte que $\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}$ soit la force élémentaire s'exerçant sur un élément de surface $d\Omega$ ayant pour normale \mathbf{n} . Les forces en présence sont des résultantes de la pression, de la viscosité,

et de la gravité. Le théorème de Green-Ostrograski permet encore d'écrire :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) \right) d\Omega = \int_{\Omega} (\mathbf{f} + \nabla \cdot T) d\Omega \quad (2.5)$$

Les forces volumiques \mathbf{f} sont dans ce travail composées par la gravité. Les efforts surfaciques exprimés par T sont composés par les efforts visqueux, eux-mêmes exprimés par le tenseur des contraintes visqueuses τ , et les efforts de pression s'exerçant sur le volume de contrôle considéré.

Dans le cas d'un fluide dit "newtonien", signifiant que le tenseur des contraintes visqueuses τ ne dépend que, et de façon linéaire, des valeurs instantanées des déformations (partie symétrique $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ du tenseur des taux déformations), ce tenseur des contraintes visqueuses s'écrit alors :

$$\tau = \mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \quad (2.6)$$

avec μ la viscosité dynamique.

Par la même considération sur le volume de contrôle que celle nous ayant permis d'écrire la forme locale de la conservation de la masse, la forme locale de l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \rho g \quad (2.7)$$

Les équations locales de conservation s'écrivent finalement (équations dites de Navier-Stokes) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \rho g \end{cases} \quad (2.8)$$

2.1.2 Equations de conservation dans le cas incompressible et diphasique

Nous considérons dans ce travail des écoulements diphasiques et incompressibles. L'incompressibilité permet de simplifier les équations établies ci-dessus dans le cas général. Le caractère diphasique de l'écoulement nécessite de prendre en compte les relations de saut (1.14) et (1.15) au niveau de l'interface entre les phases, évoquées partie 1.2.1, en plus des lois de bilan appliquées à chacune des phases.

Chacune des deux phases est solution de l'équation de continuité, qui s'écrit désormais :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.9)$$

Le terme de diffusion visqueuse peut alors se réécrire :

$$\nabla \cdot \tau = \mu \nabla^2(\mathbf{u}) \quad (2.10)$$

L'équation de conservation de quantité de mouvement pour chacune des phases se simplifie en :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2(\mathbf{u}) + g \quad (2.11)$$

A ces équations, il faut donc ajouter les conditions de saut à l'interface entre les phases. En utilisant l'opérateur $[A] = A_1 - A_2$, les équations (1.14) et (1.15) s'écrivent, en l'absence de transfert de masse à travers l'interface :

$$\begin{aligned} [\mathbf{u}]_\Gamma &= 0 \\ [p]_\Gamma &= \sigma\kappa + 2[\mu]_\Gamma \mathbf{n}^T \cdot \nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (2.12)$$

2.2 Etat de l'art numérique : traitement des conditions de saut et suivi d'interface

Nous venons de présenter les équations générales qui régissent les écoulements diphasiques incompressibles sans changement de phase. Nous présentons dans cette section un état de l'art des méthodes numériques spécifiques à la simulation de tels écoulements. La présence d'une interface impose en effet des méthodes numériques spécifiques permettant le suivi spatio-temporel de celle-ci, ainsi que le traitement des relations de saut à l'interface. Ces relations de saut traduisent en particulier une discontinuité de la pression. La discrétisation de quantités discontinues, ainsi que la dérivée (pour ce qui concerne l'équation de Poisson couplant la pression et la vitesse) de telles quantités, est un problème nécessitant une attention particulière.

2.2.1 Traitement des conditions de saut

Il existe deux méthodes classiques pour traiter le problème de la discrétisation de quantités discontinues à travers l'interface : la méthode "Continuum Surface Force" et la méthode "Ghost-Fluid". Nous présentons brièvement la philosophie de chacune de ces méthodes dans cette sous-section.

Méthode Continuum Surface Force (CSF) Brackbill et *al.* [9] introduisent en 1992 l'approche "Continuum Surface Force" (CSF), qui permet de traiter la discontinuité en la "lissant" artificiellement sur quelques mailles, à l'aide d'une fonction Heaviside :

$$H_\epsilon(x) = \begin{cases} 0 & \text{for } x < -\epsilon \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{x}{\epsilon} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi x}{\epsilon}\right) \right) & \text{for } -\epsilon < x < \epsilon \\ 1 & \text{for } x > \epsilon \end{cases} \quad (2.13)$$

L'interface s'épaissit alors de 2ϵ . Les propriétés physiques du fluide de part et d'autre de l'interface s'expriment comme :

$$\begin{aligned} \rho(x) &= H_\epsilon(x) + \frac{\rho_2}{\rho_1} (1 - H_\epsilon(x)) \\ \mu(x) &= H_\epsilon(x) + \frac{\mu_2}{\mu_1} (1 - H_\epsilon(x)) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Méthode Ghost-Fluid Pour éviter cet épaississement artificiel de l'interface qui n'est pas souhaité d'un point de vue physique (même s'il peut avoir un intérêt numérique en terme de stabilité), Fedkiw et *al.* [39] introduisent une méthode permettant de traiter directement la discontinuité sans l'épaissir artificiellement. Cette méthode, dite "Ghost-Fluid", consiste à étendre la quantité discontinue à travers l'interface dans des cellules-fantômes de l'autre côté de la discontinuité. Cette extension est illustrée sur la figure 2.2.

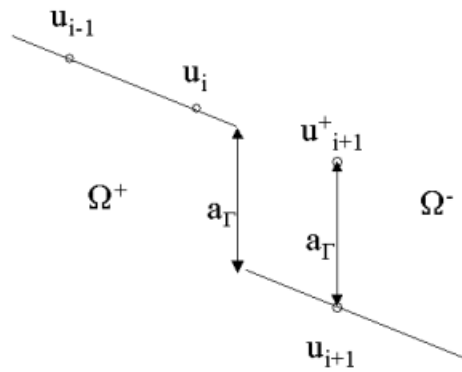


FIGURE 2.2 – Principe de la méthode Ghost-Fluid : extension \mathbf{u}_{i+1}^+ de la quantité discontinue \mathbf{u} à travers l'interface τ séparant les domaines Ω^+ et Ω^- . D'après Ménard [93].

Cette méthode est celle retenue dans le code utilisé par la suite.

2.2.2 Suivi d'interface : Marqueurs lagrangiens ("Front Tracking")

Il existe deux familles de méthodes numériques pour le suivi d'interface : les méthodes lagrangiennes et eulériennes. L'approche lagrangienne, qui fut la première à être développée, permet de repérer l'interface à l'aide de particules sans masse. Ces particules sont advectées par le champ de vitesse local à l'aide d'une équation de transport

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{u}, \quad (2.15)$$

avec \mathbf{x} le vecteur position de la particule considérée, et \mathbf{u} sa vitesse.

Harlow et Welch [48] proposent en 1965 la première méthode de suivi d'interface, dite "Marker and Cells" (MAC), où la phase d'intérêt estensemencée de marqueurs lagrangiens, comme illustré sur la figure 2.3. Cette première méthode, est cependant limitée aux écoulements à surface libre, et une caractérisation précise de la géométrie de l'interface, donc des forces interfaciales, n'est pas aisée. Elle l'est d'autant moins si l'homogénéisation des marqueurs est perturbée par l'écoulement.

L'utilisation de marqueurs lagrangiens fut reprise plus tard, non plus en ensemençant l'une des phases, mais en distribuant directement des marqueurs sur l'interface, comme l'illustre la figure 2.4. L'interface est alors reconstruite après l'étape d'advection par reconnection linéaire ou polynomiale des marqueurs. C'est cette méthode qui est usuellement désignée sous le terme "Front-Tracking", largement développée par Tryggvason [127, 62, 126].

Cette technique, tout comme la méthode MAC, se révèle d'une grande précision puisqu'elle permet de résoudre des caractéristiques de l'interface plus petites que la taille de la cellule. Elle présente cependant deux difficultés principales, en plus de la nécessité de redistribuer régulièrement les marqueurs pour assurer une distribution homogène. La première est la nécessité d'interpoler les forces de tension de surface (connues au niveau des marqueurs) sur la grille eulérienne, puis à la fin de l'itération, d'advecter les marqueurs par le champ de vitesse, connu lui, sur la grille eulérienne. La deuxième difficulté de cette méthode est que la reconnection des

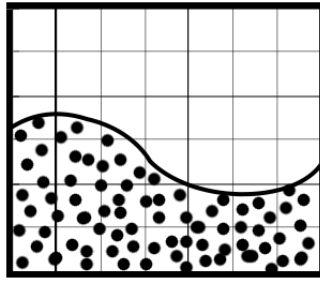


FIGURE 2.3 – Ensemencement de l'une des phases par des marqueurs lagrangiens.

marqueurs n'est pas forcément aisée, notamment dans des écoulements où les topologies sont complexes. Une mauvaise reconnection peut induire des erreurs importantes sur la prédiction de l'écoulement.

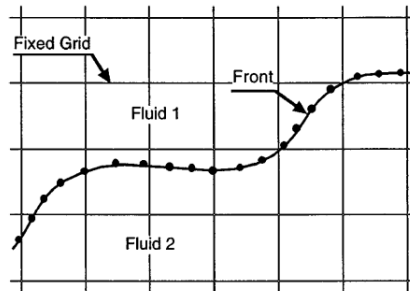


FIGURE 2.4 – Méthode "Front tracking" : ensemencement de l'interface par des marqueurs lagrangiens. D'après Tryggvason [126].

Nous venons de présenter des méthodes dites lagrangiennes, permettant de repérer l'interface à l'aide de particules sans masse. Les sous-sections ci-dessous décrivent les méthodes dites eulériennes, ou encore "front-capturing". Celles-ci consistent à faire transporter par le champ de vitesse local une fonction scalaire "marqueur", caractéristique de la phase, par une équation du type :

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla G = 0 \quad (2.16)$$

2.2.3 Méthode eulérienne Volume of Fluid

La première méthode eulérienne de suivi d'interface est la méthode "Volume of Fluid" (VOF), introduite par Hirt et Nichols [53]. Elle consiste à transporter la fonction scalaire α représentant la fraction de liquide :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha = 0, \quad (2.17)$$

avec α la fraction volumique de liquide, ou "fonction couleur".

Les propriétés physiques de chacune des phases sont ensuite déduites de la fraction volumique :

$$\begin{aligned}\rho &= \alpha\rho_1 + (1 - \alpha)\rho_2 \\ \mu &= \alpha\mu_1 + (1 - \alpha)\mu_2\end{aligned}\quad (2.18)$$

La méthode VOF permet de connaître précisément dans chacune des mailles la quantité de liquide. La position de l'interface au niveau des mailles mixtes, c'est-à-dire contenant les deux phases, n'est cependant pas connue, un algorithme de reconstruction d'interface à partir de la quantité phasique est alors nécessaire. Plusieurs méthodes ont été proposées, la plus populaire étant sans doute l'algorithme PLIC (Piecewise Linear Interpolation Construction) se basant sur les travaux précurseurs de DeBar [23], repris par Youngs [133]. Cet algorithme modélise l'interface par un segment, dont l'orientation est déterminée par la fraction volumique des mailles voisines (cf. 2.5(b)). Cette orientation n'est pas forcément parallèle à l'un des axes, contrairement à la méthode Simple Line Interface Calculation (SLIC) initialement proposée par Hirt et Nichols [53] (cf. 2.5(c)).

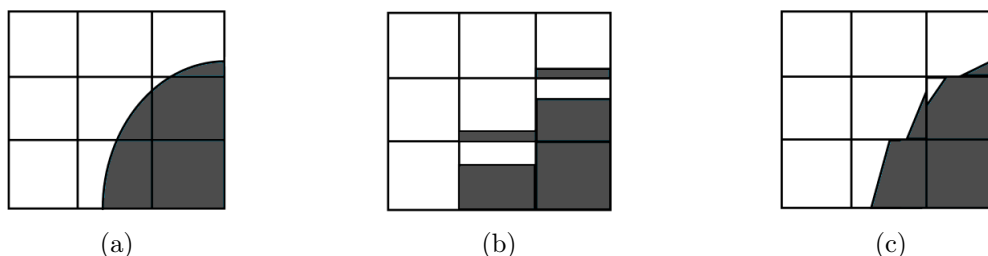


FIGURE 2.5 – Ecoulement d'origine (a), reconstruction SLIC (b), reconstruction PLIC (c).

La méthode VOF a le grand avantage d'être, sous réserve que la méthode d'advection soit appropriée, conservative en masse. Elle est de plus faiblement coûteuse et facilement parallélisable. Elle souffre cependant de son imprécision sur la position respective des deux phases dans les mailles mixtes, rendant délicat le calcul de la courbure, et pouvant engendrer des aberrations numériques ("floatsam" et "jetsam") à forts rapport de densités, ou lorsque l'interface est fortement distordue. Les difficultés de reconstruction de l'interface sont accrues dans un espace tridimensionnel.

L'absence de concurrent sérieux aux méthodes VOF pendant de nombreuses années, et les nombreuses améliorations concernant les algorithmes de reconstruction d'interface ont fait que ces méthodes ont été et sont toujours largement utilisées. Dans le cadre de l'atomisation, nous pouvons ainsi citer les travaux de Lafaurie et *al.* [66], Fuster et *al.* [43, 42], Tomar et *al.* [125]...

2.2.4 Méthode eulérienne Level Set

La deuxième méthode eulérienne de suivi d'interface est la méthode "Level-Set", introduite par Osher et Sethian [101]. Cette technique consiste à transporter les isocontours de la fonction scalaire "distance signée à l'interface," et à repérer l'interface comme l'isocontour annulant cette fonction $\phi(\mathbf{x}, t) = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_\tau|$, \mathbf{x}_τ désignant la position de l'interface. Le signe permet de différencier les deux phases. La fonction $\phi(\mathbf{x}, t)$ est transportée par le champ de vitesse de l'écoulement selon

l'équation :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (2.19)$$

La norme du gradient de cette fonction est unitaire : $\|\nabla \phi\|=1$. Le vecteur normal à l'interface peut se définir à partir de ϕ :

$$\mathbf{n} = -\frac{\nabla \phi}{\|\nabla \phi\|} \quad (2.20)$$

La courbure à l'interface s'exprime donc :

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \phi}{\|\nabla \phi\|} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{n} \quad (2.21)$$

Dans le cas d'un écoulement cisailé, l'advection de la fonction $\phi(\mathbf{x}, t)$ par l'équation (2.19) induit rapidement $\|\nabla \phi\| \neq 1$. Une étape de redistanciation est alors nécessaire afin de réorganiser les isocontours de Level-Set, la difficulté étant de ne pas déplacer artificiellement l'interface.

L'avantage majeur de cette méthode est de connaître précisément la position de l'interface, contrairement aux méthodes VOF, et la rend ainsi adaptée aux configurations présentant des changements topologiques importants. Cette méthode souffre cependant d'un inconvénient majeur, qui est la non-conservation de la masse imputable à l'étape de redistanciation, qui fait malgré tout bouger l'interface. Cet inconvénient est la cause de la non-popularité de la méthode durant de nombreuses années.

Olson et Kreiss [99, 100] proposent de remplacer la fonction distance signée $\phi(\mathbf{x}, t)$ par la fonction ψ :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \left(\tanh \left(\frac{\phi(\mathbf{x}, t)}{2\epsilon} \right) + 1 \right) \quad (2.22)$$

où ϵ est un paramètre définissant la finesse du profil. Pour les écoulements incompressibles, l'équation de transport de cette fonction peut être écrite sous forme conservative :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\psi) = 0 \quad (2.23)$$

Le lieu de l'interface n'est ainsi plus défini par l'isocontour $\phi = 0$, mais par l'isocontour $\psi = 0.5$. Une étape de réinitialisation du profil est nécessaire pour conserver le profil en tangente hyperbolique de ψ . Cette étape s'écrit :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\psi(1 - \psi)\mathbf{n}) = \nabla \cdot (\epsilon(\nabla \psi \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}) \quad (2.24)$$

Les auteurs observent dans [99] que la forme conservative de (2.23) et (2.24) permet de réduire les erreurs de conservation de masse. Le calcul de la normale à l'interface se fait en écrivant :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \psi}{\|\nabla \psi\|} \quad (2.25)$$

En reprenant ces travaux, Desjardins et *al.* [26] introduisent une méthode dite "Accurate Conservative Level-Set Method". Le calcul de la normale à l'interface par l'équation (2.25) est très sensible à des petites variations de $\psi(\mathbf{x}, t)$. Une faible variation de $\psi(\mathbf{x}, t)$ peut alors induire un changement important dans la direction de la normale à l'interface. Le membre de gauche de l'équation de réinitialisation du profil (équation 2.24) contient un terme de compression ($\nabla \cdot$

$(\psi(1 - \psi)\mathbf{n})$ qui déplace ψ le long des directions définies par le vecteur \mathbf{n} normal à l'interface. Une erreur sur ce vecteur normal peut alors induire des aberrations numériques similaires aux "floatsam" et "jetsam" de la méthode VOF.

Pour remédier à cette difficulté, Desjardins et *al.* [26] proposent de reconstruire la fonction ϕ à partir de la connaissance de ψ à l'aide d'une méthode "Fast-Marching", et de calculer le vecteur normal à l'interface \mathbf{n} par l'équation (2.20). Le calcul de la courbure est réalisée à partir de ϕ , à l'aide d'une méthode des moindres carrés. Les auteurs proposent d'utiliser des schémas d'ordre élevés pour le transport de la Level-Set. En couplant cette méthode à une méthode "Ghost-Fluid", ils appliquent cette stratégie de suivi d'interface à l'atomisation d'un jet Diesel (cf. 2.6) à $Re = 3000$, et observent une perte de masse inférieure à 3%.

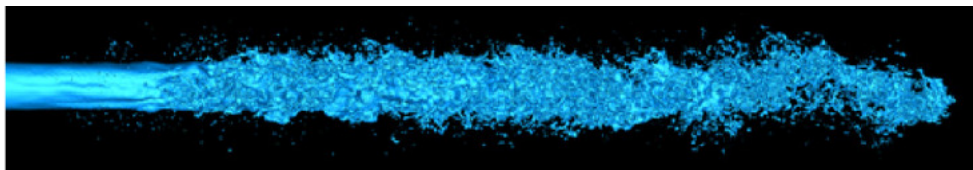


FIGURE 2.6 – Application de la méthode ACLS à l'atomisation d'un jet diesel. (Desjardins et *al.* [26]).

2.2.5 Méthodes "Mixtes", couplages, et autres stratégies

Des méthodes "mixtes" ont été développées dans le but de coupler les avantages des différentes méthodes que nous venons d'évoquer.

Particle Level-Set Enright et *al.* [36] proposent une méthode dite "Particle Level-Set", unissant les méthodes lagrangiennes et eulériennes. L'idée de cette méthode est d'apporter la précision naturelle d'une méthode lagrangienne à un transport eulérien de l'interface. Les auteurs proposent de disposer autour de l'interface (dans un rayon donné) des particules, auxquelles sont associées des valeurs de distance à l'interface $\phi(\mathbf{x}, t)$, et un signe. L'interface est transportée par une méthode Level-Set classique, les particules par une équation de type $\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p$, celles-ci n'étant pas censées changer de signe. Si au cours du calcul le signe d'une particule change, c'est que cette dernière vient de traverser l'interface définie par la méthode Level-Set. Ceci est révélateur d'une mauvaise capture de l'interface par la méthode eulérienne, et l'interface est alors déplacée de sorte que la particule retrouve son signe et sa position relative à l'interface. Des ajouts et suppressions de particules sont nécessaires au cours du calcul pour assurer une distribution homogène de particules, comme dans toute méthode lagrangienne. Cette méthode améliore considérablement les résultats, mais se révèle cependant assez chère, et sa mise en œuvre n'est pas triviale, notamment sur des configurations 3D avec des vitesses élevées.

Coupled Level-Set VOF Method Sussman et Puckett [123] introduisent une méthode permettant de profiter des avantages respectifs de la méthode VOF et de la Level-Set. Les propriétés géométriques de l'interface sont issues d'un calcul Level-Set, puis l'interface subit un léger déplacement de façon à ce que le volume des phases corresponde à celui calculé par la méthode VOF. Cette technique est donc particulièrement intéressante pour les configurations présentant

d'importants changements de topologies. Elle a notamment été utilisée par Ménard et *al.* [92] couplée à une méthode ghost-fluid pour la simulation d'un jet Diesel (cf. 2.7), et par Shinjo et Umemura [116, 117] (cf. 2.8) couplée à une méthode CSF, également sur une configuration de jet Diesel, hautement raffinée (jusqu'à 6 milliards de points de grille).

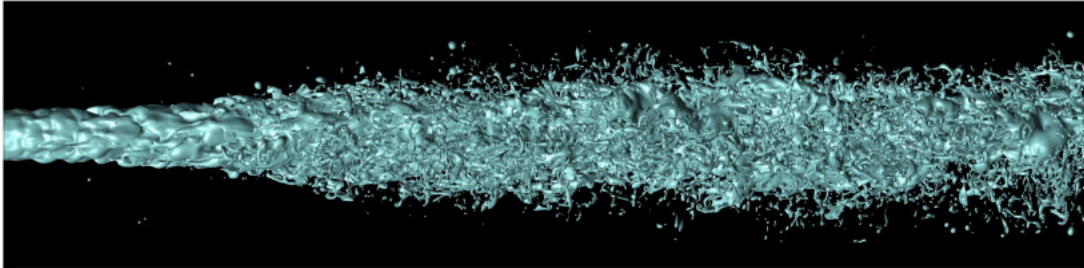


FIGURE 2.7 – Application du couplage VOF/LS à l'atomisation d'un jet Diesel. D'après la thèse de T.Ménard [93]

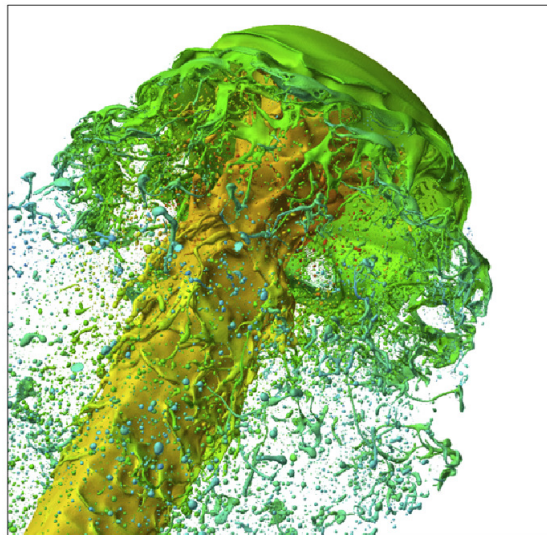


FIGURE 2.8 – Application de la méthode CVOFLS à l'étude des digitations issues du champignon de tête d'un jet Diesel. (Shinjo et Umemura [116]).

Adaptative Mesh Refinement Bien qu'il ne s'agisse pas d'une méthode de capture d'interface particulière, il est important d'évoquer ici la stratégie de maillage adaptatif. Cette méthode permet sur la base d'un ou plusieurs critère(s) préalablement défini(s) un raffinement du maillage uniquement dans les régions d'intérêt, conduisant à un gain considérable en coût de calcul par rapport à la précision apportée. Popinet [104, 105] propose par exemple un solveur (GERRIS) se basant sur cette stratégie avec une architecture de maillage en arbre, utilisant un suivi d'interface VOF. La figure 2.9 illustre l'état du maillage lors de la simulation de la brisure d'une

vague, configuration multi-échelle. Tomar *et al.* [125] proposent de coupler ce solveur à une méthode lagrangienne pour le suivi des gouttes. Nous pouvons également citer les développements de Zuzio [134] dans le cadre de l'étude des nappes liquides cisillées.

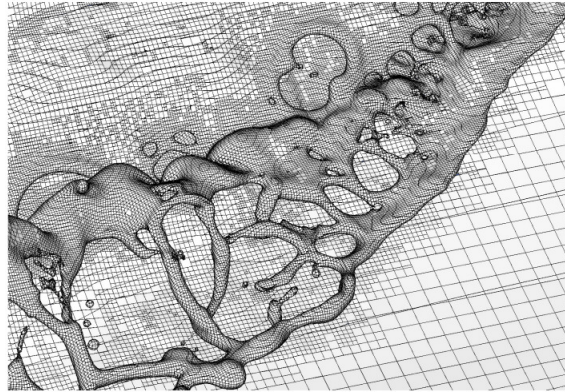


FIGURE 2.9 – Raffinement automatique de maillage (AMR) utilisé dans Gerris pour la simulation de la brisure d'une vague. D'après Fuster *et al.* [42].

Refined-Grid Level-Set Method Herrmann introduit en 2008 [50] une méthode dite "Refined Grid Level-Set" (RGLS), se rapprochant par certains aspects du raffinement automatique de maillage que nous venons d'évoquer. Il s'agit d'une méthode à deux grilles, où l'équation d'advection de la Level-Set (2.19) est résolue sur un maillage séparé raffiné (G-grid), puis couplée aux équations de Navier-Stokes par la vitesse \vec{u} , résolue elle sur une grille moins fine. Une étape d'interpolation des vitesses entre les deux grilles est nécessaire. Cette méthode augmente la précision de la Level-Set classique, et permet surtout de prendre en compte les nombreuses échelles des phénomènes d'atomisation. Dans le cadre de l'atomisation, Herrmann propose en outre [51] un suivi lagrangien des gouttes créées par l'instabilité secondaire, lorsque celles-ci atteignent une taille critique et une forme quasi-sphérique. Le développement des mécanismes primaires de l'atomisation est suivi de façon eulérienne, et l'atomisation secondaire de façon lagrangienne, comme l'illustre la figure 2.10, tirée de récents travaux de Kim et Moin [64].

Il existe d'autres méthodes permettant une description raffinée de l'interface, comme la méthode pseudo-spectrale proposée par Desjardins et Pitsch [27] dans le cadre de la Level-Set, où les cellules au voisinage de l'interface sont subdivisées à l'aide de points. Cette subdivision quadratique permet de représenter la Level-Set à l'aide de polynômes d'ordre élevés. Les auteurs proposent également une méthode semi-lagrangienne pour assurer le transport de la Level-Set, qui permet alors de s'affranchir des contraintes de pas de temps.

2.3 Stratégies numériques adoptées dans le solveur YALES2

Nous venons de présenter un état de l'art des méthodes numériques permettant de traiter les relations de saut et le suivi d'interface. Nous présentons ici de façon très brève les stratégies numériques adoptées dans YALES2, code de résolution des équations de Navier-Stokes à faible

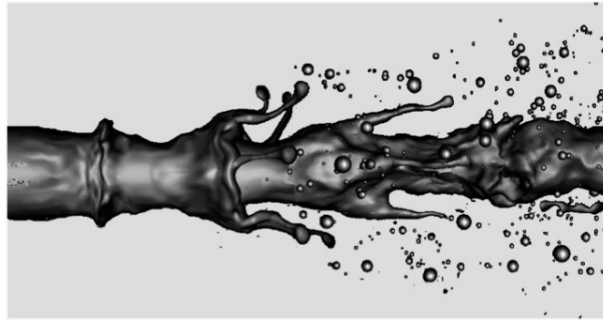


FIGURE 2.10 – Simulation de la configuration expérimentale de Marmottant [86] par Kim et Moin [64] à l'aide d'une méthode Refined Grid Level-Set (RGLS), couplée à un suivi lagrangien des gouttes issues de l'atomisation.

nombre de Mach, développé au CORIA par Vincent Moureau et ses collaborateurs. Le lecteur est invité à se référer aux thèses de Malandain [82] ou encore celle de Enjalbert [35] pour plus de précisions sur les méthodes numériques disponibles dans ce solveur.

Discrétisation spatio-temporelle La méthode classiquement adoptée pour la simulation numérique d'un écoulement est la méthode dite des "Volumes Finis". Nous avons vu que les équations générales régissant les écoulements que nous souhaitons simuler sont des lois de bilan. Cette méthode des volumes finis évalue les bilans de masse et de quantité de mouvement (plus éventuellement d'énergie) sur des volumes se définissant à l'aide d'une discrétisation spatiale du domaine de calcul. Pour évaluer ces bilans, la méthode consiste à évaluer les flux traversant les interfaces des volumes définis par la discrétisation spatiale, et à se ramener à des bilans volumiques à l'aide du théorème de Green-Ostrogradski.

Les volumes de contrôle utilisés dans YALES2 permettant le calcul des flux ne sont pas directement constitués de l'élément du maillage. Ils sont construits autour d'un noeud du maillage (où sont stockées les variables), à partir du milieu des arêtes menant à ce noeud et des barycentres des éléments contenant le noeud en question. Une illustration en dimension 2 de la construction de ce volume de contrôle dit "dual" est présentée sur la figure 2.11. Une telle formulation dite "centrée sur les noeuds" présente un certains nombres d'avantages par rapport à une formulation dite "centrée sur les cellules" utilisant les cellules de base du maillage. Nous ne détaillons pas ici ces avantages, et renvoyons le lecteur intéressé à [82].

Le schéma de discrétisation spatiale pour le calcul des flux est un schéma centré d'ordre 4. Le schéma de discrétisation temporelle, dénommé TFV4A, également d'ordre 4 en temps, est une modification du schéma classique RK4 proposée par Kraushaar [65]. Le lecteur pourra trouver dans la thèse de Vantieghem [128] des détails sur les méthodes numériques utilisées.

Equation de Poisson La pression et la vitesse sont couplées par une équation de Poisson, que l'on établit en appliquant l'opérateur divergence à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (eq. 2.7), et en tenant compte de la condition d'incompressibilité (eq. 2.3). Ce

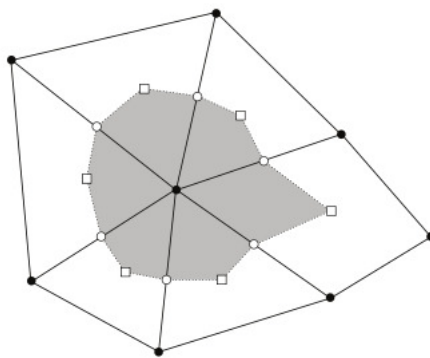


FIGURE 2.11 – Illustration en dimension 2 d'un volume de contrôle dual défini autour d'un noeud, utilisant le milieu des arêtes menant à ce noeud et le barycentre des cellules contenant ce noeud. D'après Enjalbert [35]

couplage pression-vitesse s'écrit en formulation continue :

$$\nabla^2 p = \rho \nabla \cdot (g + \nu \nabla^2 u - u \cdot \nabla u) \quad (2.26)$$

La résolution de cette équation de Poisson est l'un des problèmes majeurs de la simulation numérique d'un écoulement incompressible, car chaque point de l'espace est alors dépendant de tous les autres (problème de nature elliptique). De très nombreuses communications entre les processeurs sont alors nécessaires, représentant de façon classique plus de 50% du coût numérique du calcul. La résolution de cette équation se base généralement sur une méthode de projection, comme celle développée par Chorin [15], où la vitesse \mathbf{u} est décomposée en un champ irrotationnel u_i vérifiant $\nabla \otimes u_i = 0$ et un champ solénoïdal u_s vérifiant $\nabla \cdot u_s = 0$. Les étapes principales de la méthode de résolution à pas fractionnaire de l'équation de Poisson adoptée dans YALES2 sont les suivantes :

- Estimation d'un champ de vitesse u^* intermédiaire ne respectant pas la condition d'incompressibilité (eq. 2.3) à partir du champ de vitesse u^n .
- Obtention du terme de pression P^{n+1} par la résolution d'une équation de Poisson utilisant le champ de vitesse intermédiaire u^* .
- Ce champ de pression P^{n+1} est celui utilisé pour le calcul du champ de vitesse u^{n+1} vérifiant la condition d'incompressibilité.

La résolution de cette équation de Poisson est détaillée dans Malandain et *al.* [83].

Spécificités au solveur "SPRAY" de YALES2 Le solveur SPRAY de YALES2 résout dans chacune des phases le système composé de l'équation dite de "continuité" (eq. 2.9) et de la quantité de mouvement (eq. 2.11), ainsi que les relations de saut (eq. 2.12) à l'interface.

Le suivi d'interface est réalisé à l'aide d'une méthode Level-Set conservative proposée par Desjardins et *al.* [26], présentée dans la sous-section 2.2.4. Le traitement des conditions de saut

est assuré par une méthode de type "Ghost-Fluid", dont la philosophie a été présentée dans la sous-section 2.2.1.

Desjardins et Moureau [25] proposent, en reprenant les travaux de Rudman [111], une méthode permettant d'améliorer le couplage entre le terme convectif $\nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u})$ de l'équation de quantité de mouvement (eq. 2.11) et le transport de la Level-Set. Ce terme convectif est modifié de façon à inclure un terme de masse volumique, estimée à partir de la Level-Set. Cette proposition permet d'améliorer la simulation d'écoulements diphasiques à forts rapports de masses volumiques.

YALES2 laisse le choix à l'utilisateur de définir un "nombre de Courant" convectif C_u , le pas de temps convectif de l'itération dt_u s'adapte alors en fonction de la norme de la vitesse $\|\mathbf{u}\|$ et la taille de la discrétisation spatiale dx :

$$C_u = \frac{\|\mathbf{u}\| dt_u}{dx} \quad (2.27)$$

Dans le cas spécifique du solveur "SPRAY" de YALES2, l'utilisateur définit un "nombre de Courant capillaire", le pas de temps capillaire dt_σ de l'itération s'adapte alors en fonction de la tension de surface σ , de plus petite densité ρ_{min} , du carré de la discrétisation spatiale dx , et de la courbure κ de l'interface.

$$C_\sigma = \sqrt{\frac{\sigma \kappa}{\|dx\|^2 \rho_{min}}} \cdot dt_\sigma \quad (2.28)$$

Cette condition peut s'avérer extrêmement contraignante, comme nous le verrons en particulier au chapitre 5.

2.4 Mise en œuvre des simulations

Après avoir détaillé les équations générales résolues par le code de calcul, et abordé les choix numériques fait dans celui-ci, nous présentons dans cette section la façon dont sont réalisées les simulations.

2.4.1 Configurations analysées et paramètres physiques des phases

Les écoulements simulés dans ce travail sont des jets liquide, cisailés par une phase rapide. Sauf mention contraire¹, aucun modèle de simulation aux grandes échelles (LES) n'est appliqué pour la résolution numérique des équations. Les écoulements sont simulés au sein d'un domaine de calcul rectangulaire de dimensions $15H_1 \times 12H_1 \times 4H_1$, où H_1 est la dimension unitaire, égale à l'épaisseur du jet liquide. Un profil de vitesse analytique est imposé à l'entrée du domaine, des conditions périodiques sont imposées dans les directions normales et transverse à la direction de l'écoulement. Une condition limite de type sortie ouverte est imposée sur la dernière face du domaine de calcul. En amont de cette condition de sortie est imposée une "zone tampon" visqueuse épaisse d'une dizaine de mailles dont le rôle est d'homogénéiser le profil de vitesse en sortie du domaine, afin de faciliter l'application de la condition de sortie.

1. Un modèle sous maille de type "Smagorinsky dynamique" est appliqué dans le dernier chapitre de la thèse.

Phase	ρ_i	μ_i	U_i	δ_i	σ
Liquide ($i=1$)	10.0	5.0e-4	0.1666	0.1	0.002
Phase rapide ($i=2$)	1.0	2.5e-4	1.0	0.1	
Coflow ($i=3$)	1.0	2.5e-4	0.2	0.1	

TABLE 2.1 – Paramètres physiques de chacune des phases

Nombre adimensionnel	Définition et valeur
Re_{H_1}	$\frac{\rho_2 U_2 H_1}{\mu_2} = 4000$
We_{H_1}	$\frac{\rho_2 U_2^2 H_1}{\sigma} = 500$
M	$\frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2} = 3.6$

TABLE 2.2 – Paramètres adimensionnels pouvant caractériser l'écoulement

Les paramètres physiques de chacune des phases sont choisis de façon à faciliter les simulations numériques. Le rapport de vitesse et le rapport des densités entre les phases sont choisis de sorte que la capture des gradients à l'interface ne soit pas contraignante, ce qui nous amène à choisir un rapport de densité $R_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1} = 0.1$ et un rapport de vitesse $R_u = \frac{U_2}{U_1} = 6$. Les valeurs des vitesses, masses volumiques et viscosités sont choisies de façon à modérer la contrainte sur le pas de temps. Les paramètres physiques de chacune des phases de la configuration de base nous servant de référence pour ce travail sont résumés dans le tableau 2.1, et les nombres adimensionnels pouvant être définis sont résumés dans le tableau 2.2.

2.4.2 Profil de vitesse

Nous imposons un profil de vitesse analytique à l'entrée du domaine de calcul, ce qui nous permet de contrôler et modifier les épaisseurs de couche limite, paramètres identifiés comme cruciaux par l'étude bibliographique. Le profil que nous choisissons est celui utilisé par Couderc [16], qui décrit les couches limites se développant sur une buse d'injection d'épaisseur nulle, par la solution polynomiale de Polhausen des équations de Prandtl.

Deux configurations d'écoulement sont analysées dans ce travail. Dans la première configuration, illustrée figure 2.12(b) et que nous nommerons "**Configuration 1**", le jet liquide d'épaisseur H_1 unitaire est cisailé par une phase rapide qui couvre l'intégralité du domaine de calcul extérieur à ce jet. Le profil de vitesse correspondant à cette **Configuration 1** est décrit par :

$$U(y) = \begin{cases} U_2 & \text{pour } y > y_1 + \delta_2 \\ U_2 (2\eta - 2\eta^3 + \eta^4) & \text{avec } \eta = \frac{y-y_1}{\delta_2} \text{ pour } y_1 < y < y_1 + \delta_2 \\ U_1 (-2\eta + 2\eta^3 + \eta^4) & \text{avec } \eta = \frac{y-y_1}{\delta_1} \text{ pour } y_1 - \delta_1 < y < y_1 \\ U_1 & \text{pour } 0 < y < y_1 - \delta_1, \end{cases} \quad (2.29)$$

Avec

- U_1 Vitesse de la phase liquide
- U_2 Vitesse de la phase rapide
- δ_1 Epaisseur de couche limite de la phase liquide
- δ_2 Epaisseur de couche limite de la phase rapide

Dans la deuxième configuration, illustrée figure 2.12(b) et que nous nommerons "**Configuration 2**", le jet liquide d'épaisseur H_1 unitaire est cisailé par une phase rapide d'épaisseur H_2 finie. Deux valeurs différentes du ratio $\frac{H_2}{H_1}$ seront analysées. Le reste du domaine de calcul, externe au courant rapide, est constitué de la même phase que celle du courant rapide, avec une faible vitesse. Ce "coflow" additionnel permet d'alimenter l'entraînement généré dans la couche de mélange monophasique, entre le courant rapide et l'extérieur du domaine. En l'absence de ce "coflow", de larges régions de recirculation apparaissent à l'extérieur du jet. Le profil de vitesse de cette **Configuration 2** est défini par :

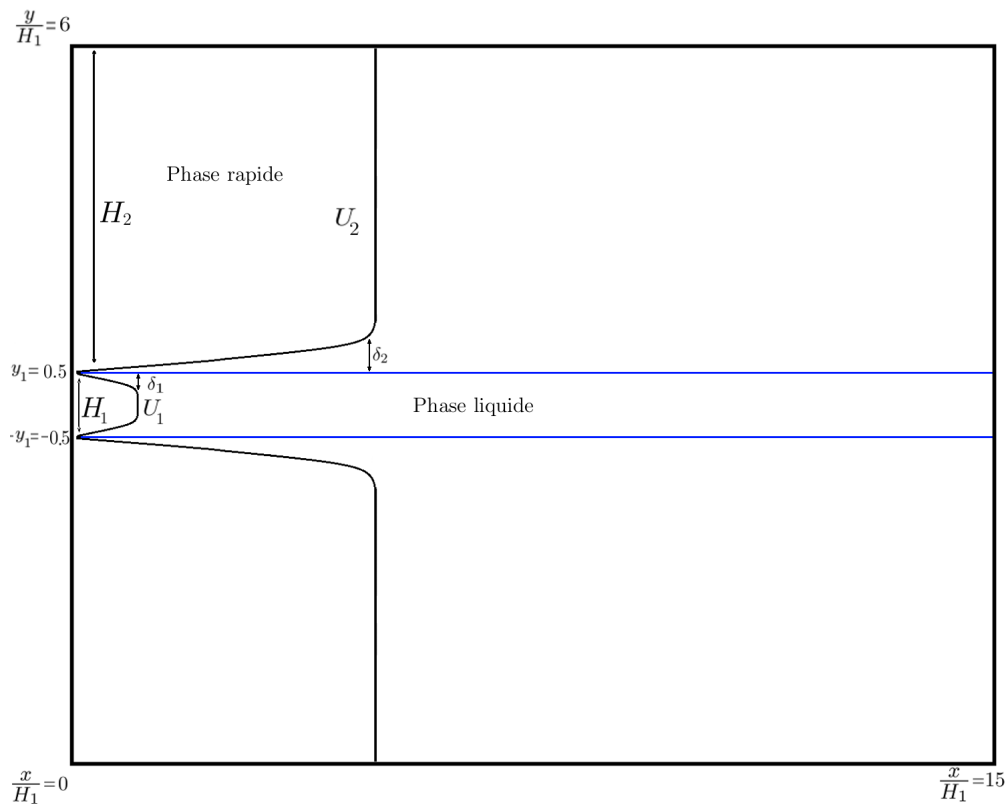
$$U(y) = \begin{cases} U_3 & \text{pour } y > y_2 + \delta_3 \\ U_3 (2\eta - 2\eta^3 + \eta^4) \text{ avec } \eta = \frac{y-y_2}{\delta_3} & \text{pour } y_2 < y < y_2 + \delta_3 \\ U_2 (-2\eta + 2\eta^3 + \eta^4) \text{ avec } \eta = \frac{y-y_2}{\delta_3} & \text{pour } y_2 - \delta_3 < y < y_2 \\ U_2 & \text{pour } y_1 + \delta_2 < y < y_2 - \delta_3 \\ U_2 (2\eta - 2\eta^3 + \eta^4) \text{ avec } \eta = \frac{y-y_1}{\delta_2} & \text{pour } y_1 < y < y_1 + \delta_2 \\ U_1 (-2\eta + 2\eta^3 + \eta^4) \text{ avec } \eta = \frac{y-y_1}{\delta_1} & \text{pour } y_1 - \delta_1 < y < y_1 \\ U_1 & \text{pour } 0 < y < y_1 - \delta_1, \end{cases} \quad (2.30)$$

- U_1 Vitesse de la phase liquide
- U_2 Vitesse de la phase rapide
- U_3 Vitesse du "coflow" externe
- δ_1 Epaisseur de couche limite de la phase liquide
- δ_2 Epaisseur de couche limite de la phase rapide
- δ_3 Epaisseur de couche limite du "coflow" externe

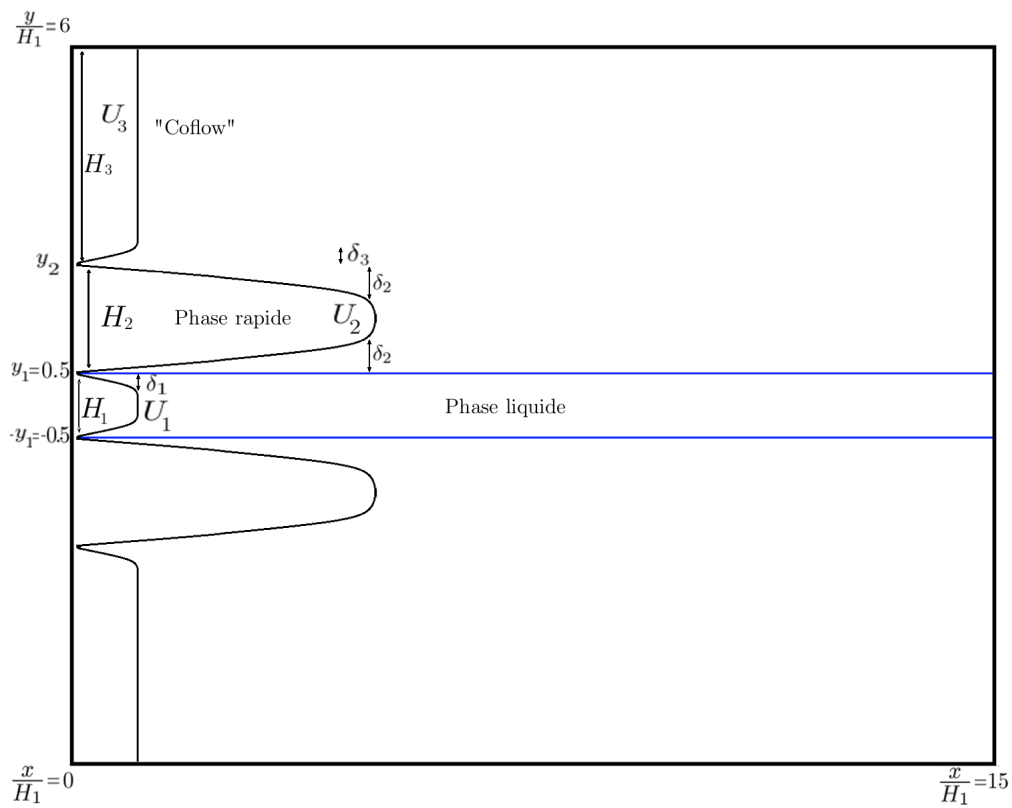
Pour les deux configurations décrites, un bruit blanc d'une amplitude de 5% de la valeur de U_2 est ajouté dans les couches limites afin de favoriser les développements des instabilités.

Discussion sur le profil de vitesse Dans les configurations expérimentales et les injecteurs réels, les deux phases carburant/comburant sont initialement séparées par une plaque séparatrice solide, sur laquelle se développe dans chacune des deux phases une couche limite. Ces couches limites entrent en interaction dès la sortie de la buse d'injection, entamant alors un processus de "fusion". Notre profil de vitesse simule finalement une injection où la plaque séparatrice a une épaisseur infiniment mince.

Dans le cadre d'études de stabilité linéaire, des profils respectant l'égalité des contraintes tangentielles à l'interface ont été proposés par Yecko et *al.* [132], Boeck et Zaleski [8], et récemment par Otto et *al.* [102] à l'aide de fonctions erreur *erf*. Ces profils supposent toutefois que le



(a) **Configuration 1** : Domaine de calcul externe au jet liquide entièrement composé de la phase rapide, de vitesse U_2 .



(b) **Configuration 2** : Epaisseur de phase rapide finie, de taille modifiable. Présence d'un "coflow" externe additionnel de vitesse U_3 .

FIGURE 2.12 – Configurations étudiées.

processus de "fusion" des deux couches limites ait déjà commencé. La simulation de l'intégralité de ce processus nous paraît intéressante.

L'un des premiers objectifs de ce travail est la réalisation d'études de sensibilité, où l'un des paramètres est modifié librement, sans qu'aucun autre paramètre ne le soit. Ce découplage physique est difficilement réalisable expérimentalement. Dans le cadre de ces études de sensibilité, la condition de continuité des contraintes tangentielles à l'interface n'est plus respectée.

2.4.3 Maillage

Le domaine de calcul est un parallélépipède de dimension $15H_1 \times 12H_1 \times 4H_1$, où H_1 est l'épaisseur du jet liquide au niveau de l'injection.

La taille de maille Δ_x est choisie en fonction de la plus petite couche limite que nous allons simuler ($\frac{\delta_2}{H_1} = 0.1$). Nous réalisons un maillage avec 5 mailles dans la couche limite, soit $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.02$. Cette taille de maille s'applique pour la zone de battement du jet, contenue dans l'intervalle $-2.3 \leq \frac{y}{H_1} \leq 2.3$. Cette taille de maille est relâchée avec un paramètre d'expansion de 5% dans les directions perpendiculaires à l'écoulement ($+/-y$) à l'extérieur de cet intervalle jusqu'à une valeur maximale de $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.04$. La taille de maille n'est pas relâchée dans les autres directions. Le maillage obtenu, illustré figure 2.13, contient 56 millions de mailles.

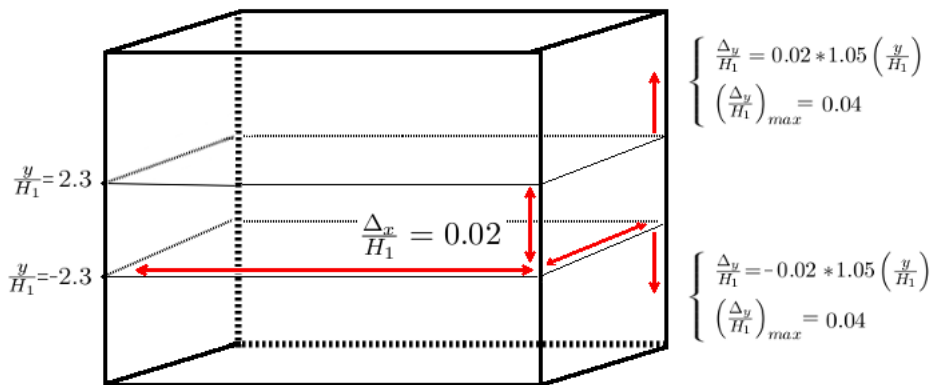


FIGURE 2.13 – Tailles de mailles au sein du domaine de calcul.

L'objectif principal de l'étude qui va suivre se concentre sur l'étude de la dynamique de battement à grande échelle du jet liquide. Nous devons donc nous assurer que les résultats de cette dynamique ne sont pas dépendant de la taille de maille. L'étude de convergence en maillage est réalisée en comparant la fréquence de battement du jet plan obtenue sur le maillage décrit ci-dessus, avec celle obtenue sur un maillage dont la taille de maille est double (la méthode de mesure de fréquence de l'oscillation globale est décrit ci-après, section 2.5). Les fréquences obtenues sur les deux maillages, présentées figure 2.14, diffèrent d'environ 5%, ce qui est faible. Nous conservons le maillage le plus fin par la suite.

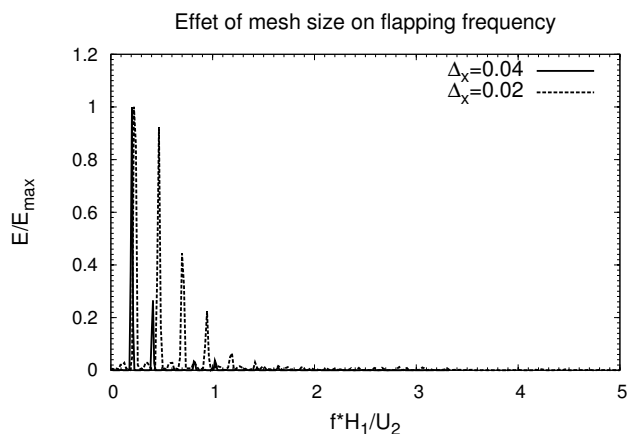


FIGURE 2.14 – Confrontation des fréquences d’oscillation du jet plan obtenues avec $\frac{\Delta x}{H_1} = 0.04$ et $\frac{\Delta x}{H_1} = 0.02$.

L’un des rares résultats faisant l’unanimité dans l’étude de la dynamique des nappes liquides planes cisillées est l’évolution linéaire de la fréquence de battement de la nappe avec la vitesse gazeuse (Mansour et Chigier [85], Lozano [80, 81], Couderc [16]). Afin de nous assurer de la validité de nos simulations, il est important de retrouver ce résultat. La figure 2.15 illustre effectivement une évolution linéaire de la fréquence de battement avec la modification de la vitesse de phase rapide U_2 .

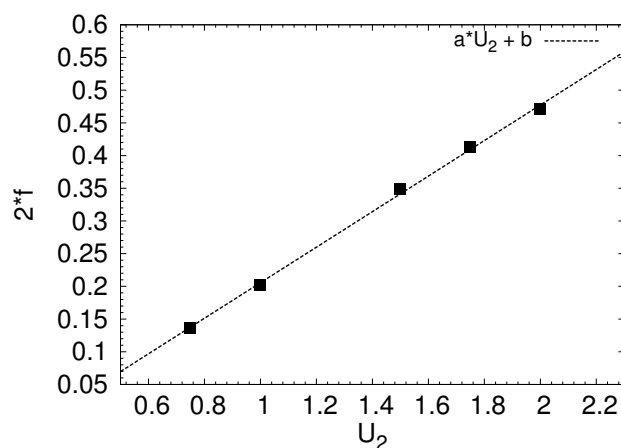


FIGURE 2.15 – Evolution linéaire de la fréquence de battement avec U_2 .

2.5 Outils d'analyse de l'écoulement

Plusieurs outils d'analyse sont utilisés dans ce travail, que nous détaillons dans cette sous-section.

Visualisation instantanée et Critère Q Nous avons présenté dans la partie 1.1.1 de l'état de l'art le critère Q, dont nous rappelons l'expression :

$$Q = -\frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) = -\frac{1}{2}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (2.31)$$

avec

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.32)$$

Le tracé d'iso-surface de critère Q permet la visualisation des structures cohérentes instantanées présentes dans l'écoulement. Le choix du seuil de l'iso-surface est fonction de la taille de la structure visualisée. Notons que colorer l'isosurface de critère Q par la composante de vortacité principale de l'écoulement, permet d'identifier le sens de rotation de la structure étudiée.

Fonction indicatrice de phase La fonction indicatrice de phase $\chi(\mathbf{x}, t)$, où \mathbf{x} est le vecteur position et t le temps, se définit par :

$$\chi(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{x} \text{ est dans le liquide} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.33)$$

Vitesses conditionnées Cette fonction indicatrice de phase nous permet notamment de conditionner la vitesse de l'écoulement $U(\mathbf{x}, t)$ par l'une ou l'autre des phases. Dans ce travail, l'indice $_1$ se réfère à la phase liquide et l'indice $_2$ se réfère à la phase rapide cisailante.

La vitesse conditionnée par la phase liquide s'écrit à partir de la fonction indicatrice de phase $\chi(\mathbf{x}, t)$ de la vitesse $U(\mathbf{x}, t)$ de l'écoulement :

$$U_1(\mathbf{x}, t) = \chi(\mathbf{x}, t) \cdot U(\mathbf{x}, t) \quad (2.34)$$

La vitesse conditionnée par la phase rapide s'écrit :

$$U_2(\mathbf{x}, t) = (1 - \chi(\mathbf{x}, t)) \cdot U(\mathbf{x}, t) \quad (2.35)$$

Moyenne temporelle Nous réalisons dans ce travail des analyses statistiques. L'opérateur moyenne temporelle $\langle \rangle$ est défini de la façon suivante :

$$\langle f(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{1}{(T_2 - T_1)} \int_{T_1}^{T_2} f(\mathbf{x}, t) dt \quad (2.36)$$

où T_1 et T_2 sont les bornes temporelles entre lesquelles sont effectuées la moyenne, $f(\mathbf{x}, t)$ est une fonction de l'espace et du temps, \mathbf{x} le vecteur position. Dans les simulations concernant les nappes planes, les moyennes temporelles sont effectuées sur une dizaine de périodes d'oscillation de celle-ci. Cela correspond au passage d'une centaine de structures tourbillonnaires dans la couche de mélange monophasique de la "configuration 2". Dans les études concernant des jets coaxiaux, les statistiques seront menées sur une quinzaine de passages de vagues interfaciales.

Moyennes conditionnées Le taux de présence moyen de la phase liquide est défini par la moyenne temporelle de la fonction indicatrice de phase :

$$\alpha(\mathbf{x}) = \langle \chi(\mathbf{x}, t) \rangle \quad (2.37)$$

La vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide est définie par :

$$\langle U(\mathbf{x}) \rangle_1 = \left\langle \left(\frac{\chi(\mathbf{x}, t) \cdot U(\mathbf{x}, t)}{\chi(\mathbf{x}, t)} \right) \right\rangle \quad (2.38)$$

La vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide est définie par :

$$\langle U(\mathbf{x}) \rangle_2 = \left\langle \left(\frac{(1 - \chi(\mathbf{x}, t)) \cdot U(\mathbf{x}, t)}{1 - \chi(\mathbf{x}, t)} \right) \right\rangle \quad (2.39)$$

Lignes de mesure Outre les outils de visualisation instantanée et les quantités statistiques, des mesures de quantités dynamiques de l'écoulement telles que des mesures de fréquence, vitesse convective et longueur d'onde vont être réalisées. Ces mesures s'effectuent au moyen de lignes virtuelles divisées en 500 points de mesure équidistants, placées de façon parallèle à la direction de propagation de la quantité étudiée. Chacun de ces points de mesure, ou capteur, mesure l'évolution temporelle des quantités que sont la vitesse $U(x, t)$, la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ et le critère $Q(x, t)$. Si Δt est le pas de temps de l'itération, l'échantillonnage temporel $\Delta t_{\text{sampling}}$ des mesures est choisi de l'ordre de $\Delta t_{\text{sampling}} = 4 \times \Delta t$.

Diagramme de Hovmöller Le diagramme spatio-temporel illustrant l'évolution temporelle de la quantité mesurée de tous les capteurs de la ligne de mesure considérée constitue le **diagramme de Hovmöller**, du nom de météorologue danois Ernest Aabo Hovmöller (1912-2008). Ce diagramme permet premièrement de nous renseigner sur la vitesse convective $U_c(x, t)$ de la quantité mesurée (vitesse, fonction indicatrice de phase, ou critère Q) le long de la ligne de mesure. Les iso-contours de cette quantité laissent sur le plan (x, t) des "traces" dont la pente est égale à l'inverse de la vitesse convective U_c . Si les signaux temporels mesurés par les capteurs le long de la ligne de mesure sont périodiques, ce diagramme permet également de connaître la longueur d'onde λ du phénomène et sa période T .

La figure 2.16 illustre la construction d'un tel diagramme, où deux structures tourbillonnaires advectées le long de la ligne de mesure à la vitesse $U_c(x, t)$ colorent le diagramme par les valeurs de critère Q . La pente laissée sur le diagramme par les isovaleurs de critère Q est égale à l'inverse de la vitesse convective U_c .

Mesures de fréquence Les signaux temporels de chacun des capteurs de la ligne de mesure que nous venons de décrire sont soumis à une transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform, ou FFT), dont le spectre permet de connaître le contenu fréquentiel. Le diagramme représentant l'ensemble des spectres de tous les capteurs de la ligne constitue une carte de fréquence, que nous appelons également **spectrogramme**, permettant de visualiser les évolutions de fréquences le long de la ligne considérée.

Dynamic Mode Decomposition La dernière méthode d'analyse utilisée dans ce travail est l'analyse Dynamic Mode Decomposition (DMD), récemment introduite par Schmid [115]. Il s'agit d'un algorithme permettant de décomposer une séquences de clichés de l'écoulement séparés par un intervalle de temps Δt constant en modes mono-fréquentiels. Cette méthode sépare ainsi les

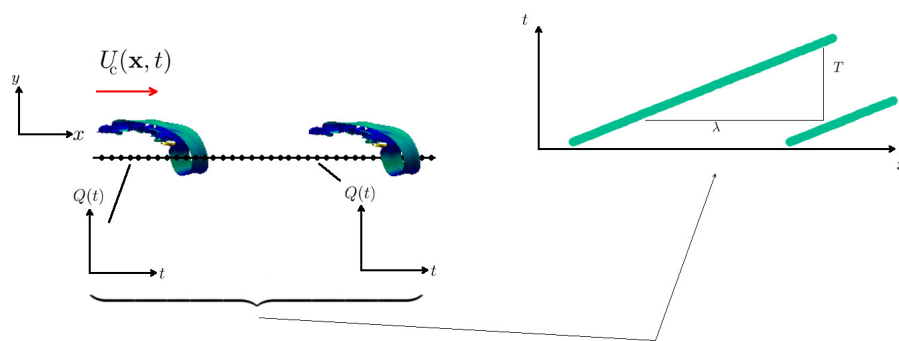


FIGURE 2.16 – Construction du diagramme de Hovmöller.

phénomènes de l'écoulement ayant la même fréquence, et les situe dans l'espace. Nous présentons brièvement cette méthode :

Cette méthode considère que le champ de données à traiter est contenu dans une matrice de clichés (ces clichés étant séparés par un pas de temps Δt constant) :

$$V^N = (\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_N) \quad (2.40)$$

La première hypothèse de la méthode est de considérer qu'il existe un opérateur linéaire A permettant d'écrire :

$$\mathbf{v}_{i+1} = A\mathbf{v}_i \quad (2.41)$$

La deuxième hypothèse de la méthode est de dire que le dernier cliché \mathbf{v}_N est une combinaison linéaire de tous les autres, plus un résidu \mathbf{r} :

$$\mathbf{v}_N = c_1\mathbf{v}_1 + c_2\mathbf{v}_2 + \dots + c_{N-1}\mathbf{v}_{N-1} + \mathbf{r} \quad (2.42)$$

L'idée de la méthode DMD est de déterminer les valeurs propres de A sans déterminer A , par la détermination des vecteurs propres Φ_i d'une matrice approchée. Ces vecteurs propres sont les modes DMD. Les valeurs propres λ_i associées permettent de donner les pulsations ω_i présentes dans l'écoulement, ainsi que leur taux de croissance σ_i :

$$\omega_i = \frac{\arg(\lambda_i)}{\Delta t} \quad \sigma_i = \frac{\ln|\lambda_i|}{\Delta t} \quad (2.43)$$

Le spectre représentant l'amplitude des modes $\|\Phi_i\|$ en fonction des pulsations ω_i donne les composantes fréquentielles de l'écoulement. L'amplitude du mode n'est pas représentative de sa dynamique, car un mode ayant une forte amplitude peut être par ailleurs fortement amorti. La visualisation dans l'espace du mode permet de situer le phénomène oscillant à la fréquence considérée.

Cette méthode se différencie de la méthode de décomposition Proper Orthogonal Decomposition (POD) par le fait que les modes DMD sont mono-fréquentiels, contrairement aux modes POD. Un exemple d'utilisation de la DMD pour l'écoulement en aval d'un cylindre est réalisé par Tissot et *al.* [124].

Les analyses qui ont été menées dans ce travail ont été réalisées sur 200 plans transverses de l'écoulement, séparés par un pas de temps constant Δt de l'ordre de 4 fois le pas de temps de l'itération. Bien que cette technique ait été développée dans le but d'être peu coûteuse, nous sommes tout de même limités par le nombre d'échantillons que nous pouvons traiter si nous voulons analyser tout le domaine de calcul. Un plan transverse du domaine de calcul contient en effet de l'ordre de 630.000 cellules, l'algorithme de décomposition sur 200 plans requiert de l'ordre de 100 Go de RAM. Les spectres issus de cette analyse seront peu précis, du fait du faible nombre d'échantillons. De plus l'hypothèse (2.42) nécessite un nombre relativement élevé d'échantillons pour minimiser le résidu \mathbf{r} . Cette analyse nous servira cependant à situer globalement les modes dans l'espace.

Chapitre 3

Simulation d'une nappe liquide plane cisailée

"Things are fluids in this world, and if you don't remain fluid, you get lost in the sauce."

TALIB KWELI

Sommaire

3.1	Résumé du chapitre	77
3.2	Dynamique de battement global d'une nappe liquide cisailée	78
3.2.1	Mécanisme de la déstabilisation globale de la nappe liquide	79
3.2.2	Caractérisation statistique du battement - comparaison avec la littérature	82
3.2.3	Caractérisation dynamique du battement - comparaison avec la littérature	88
3.2.4	Bilan du mécanisme de battement à grande échelle de la nappe liquide .	99
3.3	Influence de δ_2 sur la dynamique de la nappe	101
3.3.1	Influence de δ_2 sur l'écoulement général	101
3.3.2	Influence de δ_2 sur les quantités statistiques	101
3.3.3	Influence de δ_2 sur les quantités dynamiques du battement	103
3.3.4	Quantité caractéristique du battement	105
3.4	Contrôle passif du battement global de la nappe par les paramètres d'injection	107
3.4.1	Configuration de référence "non oscillante"	108
3.4.2	Effet de l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide	114
3.4.3	Effet de l'augmentation du rapport des vitesses	120
3.5	Conclusions et Perspectives	126

3.1 Résumé du chapitre

Mécanisme de la déstabilisation globale d'une nappe liquide plane cisailée La première partie de ce chapitre décrit les mécanismes physiques menant à la déstabilisation globale d'une nappe liquide sous l'effet d'un cisaillement d'une phase rapide. Une instabilité interfaciale

primaire se développe sur chacune des deux interfaces sous l'effet du cisaillement, donnant naissance à une vague de petite amplitude. Cette vague devient un obstacle pour la phase rapide, qui subit un décollement tourbillonnaire massif en aval de cette dernière. Le cisaillement de la phase rapide a pour deuxième effet l'accélération de la phase liquide, provoquant l'affinement de la nappe par conservation du débit massique. Le battement global de la nappe résulte d'un couplage entre la dépression causée par un tourbillon issu d'une recirculation en aval de l'instabilité primaire, et d'une surpression causée par l'interaction entre la phase rapide et l'obstacle que crée la nappe liquide. Nous montrons que le phénomène de battement global n'est pas de nature ondulatoire.

Caractérisation statistique et dynamique de l'oscillation, comparaison avec la littérature Nous caractérisons la dynamique de battement global de la nappe liquide par ses quantités statistiques et dynamiques. L'analyse du taux de présence moyen du liquide permet de définir un cœur liquide de longueur L_{core} , caractérisant la distance sur l'axe à partir de laquelle le battement global devient significatif. L'étude des vitesses moyennes met en évidence le phénomène d'accélération du liquide.

Une comparaison systématique avec les résultats de la littérature est, quand elle est possible, réalisée. Les propositions établies sur d'autres géométries pour les phénomènes d'entraînement se comparent difficilement avec notre longueur de cœur liquide, résultant du phénomène de battement global. Les lois d'échelle pour la fréquence de battement f_{flapp} généralement établies dans les cas eau/air ou eau/kérosène, le plus souvent à la pression atmosphérique, caractérisent mal notre configuration. Nous retrouvons cependant le caractère exponentiel du développement spatial mis en évidence dans la littérature.

Etude de sensibilité du battement à l'épaisseur de couche limite de la phase rapide

Après avoir décrit les mécanismes menant à un battement global et l'avoir caractérisé, nous réalisons dans la deuxième partie une étude de sensibilité à δ_2 , épaisseur de couche limite de la phase rapide. Nous observons une diminution linéaire de la fréquence de battement et du taux d'amplification spatial avec l'augmentation de δ_2 . La mesure de la longueur d'onde est peu précise mais une augmentation de celle-ci avec l'augmentation de δ_2 est notable. La vitesse convective U_{cflapp} de la nappe n'évolue pas avec δ_2 , et correspond environ au double de la prévision théorique faite par Dimotakis [28]. La quantité $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_c}$, permet de définir un nombre de Strouhal ayant une valeur quasi-constante.

Contrôle passif du battement global de la nappe

La troisième partie du chapitre décrit le contrôle passif de l'oscillation globale à l'aide de la modification des paramètres amont d'injection. Le contrôle de l'oscillation globale est possible par le contrôle de l'affinement de la nappe liquide, ce qui revient encore à contrôler le cisaillement interfacial imposé par la phase rapide à la nappe liquide. Celui-ci peut être réduit en augmentant la diffusion visqueuse et turbulente du profil de vitesse de la phase rapide dans une couche de mélange externe monophasique. L'impact de cette diffusion sur le cisaillement interfacial devient négligeable lorsque l'épaisseur de phase rapide est suffisamment importante, permettant alors de déclencher une dynamique de battement à partir d'une configuration non-oscillante. L'augmentation du cisaillement interfacial peut se réaliser en augmentant le rapport des vitesses, ce qui permet également de déclencher une dynamique oscillatoire.

3.2 Dynamique de battement global d'une nappe liquide cisailée

Nous décrivons et caractérisons dans cette section l'écoulement résultant de la **Configuration 1**, où chacune des phases est caractérisée par les paramètres physiques décrits au tableau 2.1.

3.2.1 Mécanisme de la déstabilisation globale de la nappe liquide

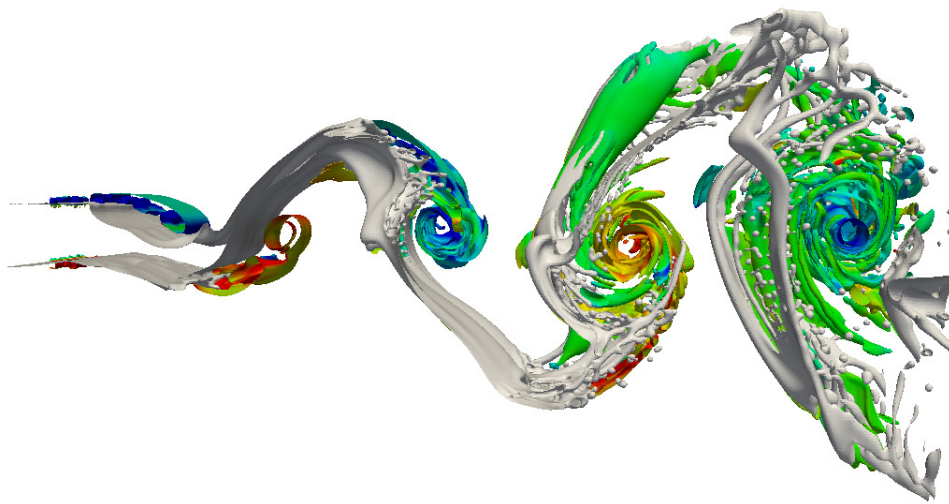
L'initialisation du calcul est réalisée en remplissant l'intégralité du domaine de calcul par la nappe liquide sur le plan $\frac{y}{H_1} = 0$, et le reste par la phase rapide, parallèlement à la nappe. Le cisaillement de la phase rapide déstabilise la nappe liquide dès les premières itérations. Nous considérons que la phase transitoire se termine lorsque la quantité de liquide au sein du domaine de calcul n'évolue plus au cours du temps.

Le jeu de paramètres physiques choisi conduit à un écoulement dont la dynamique générale est présentée figure 3.1, l'écoulement se faisant de la gauche vers la droite, ainsi que par l'animation "Coplanar-ref.mp4" fournie avec le document. Cette figure 3.1 présente les contours de l'interface liquide-gaz en gris, ainsi que les contours de critère $Q = 0.3(\frac{U_2}{H_1})^2$ colorés par la vorticité transverse (3.1(a)) et (3.1(b)) et axiale (3.1(c)), le bleu représentant les valeurs négatives et le jaune les valeurs positives. Après une phase transitoire où chacune des deux interfaces est soumise à un brusque cisaillement de la part du courant rapide, ces interfaces s'organisent naturellement en phase dans une dynamique de battement se produisant dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, sur une largeur très supérieure à l'épaisseur initiale de la nappe. Cette épaisseur est en effet variable avec la distance à l'injection ; nous évoquons ce phénomène, déjà noté par Couderc [16], dans le paragraphe suivant.

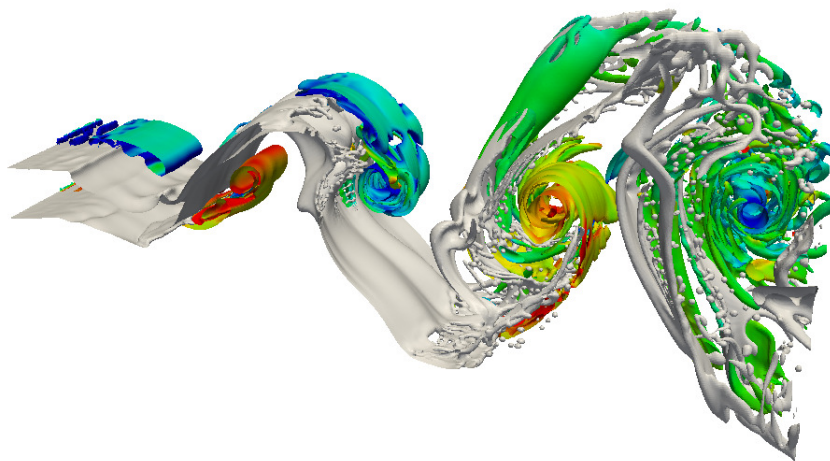
Instabilité interfaciale primaire Proche de l'injection, dans la zone où l'épaisseur de la nappe est encore peu modifiée, chacune des deux interfaces se déstabilise alternativement sous la forme d'une vague de petite amplitude. Nous avons vu dans l'état de l'art (sous-section 1.2.2) que cette instabilité interfaciale primaire est attribuée au développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans le cas d'un film liquide s'écoulant sur une plaque plaque cisailé par un gaz à haute vitesse (Raynal [107], Ben Rayana [6]) et sur une géométrie de jet liquide rond, cisailé par une couronne d'air rapide (Marmottant [87]). La seule étude concernant ce phénomène dans la configuration de type nappe liquide cisailée est, à notre connaissance, celle de Carentz [11], qui explique ce phénomène par la vibration de son injecteur.

Nous pouvons raisonnablement penser que pour les tous premiers $\frac{x}{H_1}$, l'épaisseur initiale de la nappe fait que l'on se rapproche de la configuration du film liquide cisailé sur une plaque plane. Sans nous prononcer sur le mécanisme à l'origine du développement de cette instabilité (mécanisme inviscide ou visqueux, voir sous-section 1.2.2 de l'état de l'art) compte-tenu de nos paramètres de simulation, cette instabilité peut s'apparenter à celle observée sur un film liquide cisailé.

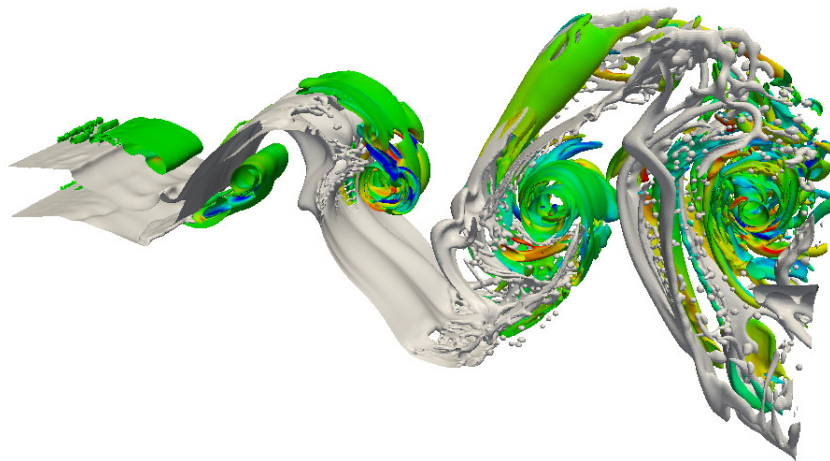
Décollement tourbillonnaire et amincissement de la nappe Cette instabilité primaire est soumise à une accélération, comme le montre la figure 3.2 illustrant la nappe liquide colorée par les composantes axiale et normale de vitesse conditionnée par la phase liquide $U_1(x, y) = \chi(x, y) \cdot U(x, y)$. Cette accélération favorise le développement de l'instabilité interfaciale. La figure 3.2 montre que l'ensemble de la nappe liquide est en fait accélérée. La conservation du



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.1 – Aspect général de l'écoulement de la nappe liquide cisailée pour la "Configuration 1" : Contours de l'interface (en gris), et contours de critère $Q = 0.3(\frac{U_2}{H_1})^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z ((a) et (b)), et par la vorticité axiale ω_x (c).

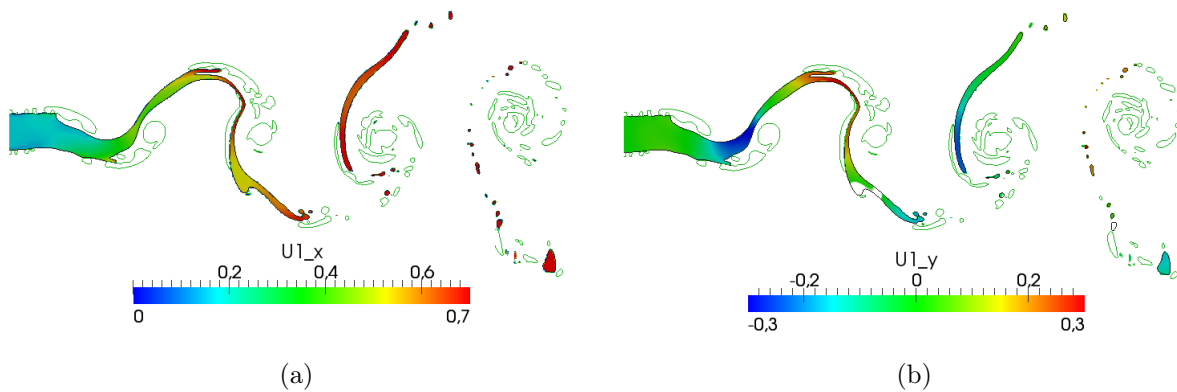


FIGURE 3.2 – "Configuration 1" : Plan transverse coloré par la vitesse liquide instantanée U_1 . Contours de l'interface (en noir) et du critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$.

débit volumique impose à la nappe liquide de s'affiner, ce qu'avait également noté Couderc [16] sur ses simulations.

A l'aval cette instabilité interfaciale primaire, se produisent des décollements tourbillonnaires de la phase rapide, semblables à ce qui est observable en aval d'une marche descendante. L'épaisseur de la nappe commence à diminuer de façon notable sous la vague créée par l'instabilité interfaciale primaire, et le phénomène de battement global des deux interfaces commence à devenir identifiable à cet endroit.

Le tourbillon issu de la recirculation en aval de l'instabilité interfaciale primaire se développe, est advecté le long du plan central, et se tridimensionnalise, comme l'illustre la vorticité axiale figure 3.1(c). Ce phénomène de décollement tourbillonnaire ayant lieu alternativement sur une interface, puis sur l'autre, le plan central est alors composé d'une suite de tourbillons contra-rotatifs, entre lesquels est advectée la nappe liquide.

Modification du champ de pression et couplage avec le battement Les structures tourbillonnaires issues de la recirculation en aval de l'instabilité interfaciale primaire s'amplifient, au point d'atteindre une taille caractéristique supérieure à l'épaisseur de la nappe, et modifient le champ de pression environnant la nappe liquide. La figure 3.3 illustre cette modification du champ de pression, avec d'un côté de la nappe la dépression causée par une structure tourbillonnaire, alors que l'autre côté représente un obstacle pour la phase rapide. La vitesse de la phase rapide rencontrant cet obstacle est alors réduite, et une zone de surpression est observable de ce côté de la nappe. Ce couplage est responsable du phénomène de battement global de la nappe.

Localisation du mécanisme de déstabilisation globale Les régions concernées par le mécanisme de déstabilisation globale que nous venons de décrire (déstabilisation interfaciale primaire, amincissement de la nappe, décollement tourbillonnaire en aval de l'instabilité primaire, modification du champ de pression) sont les régions situées entre l'injection et le premier maximum d'amplitude de la déstabilisation globale de la nappe. Ce maximum d'amplitude constitue en effet un "écran" pour la nappe située plus en aval, vis-à-vis de la phase rapide. Cela se traduit sur la figure 3.3 illustrant le champ de pression, par la présence d'une forte surpression sur le premier maximum d'amplitude, une surpression modérée sur le deuxième maximum d'amplitude

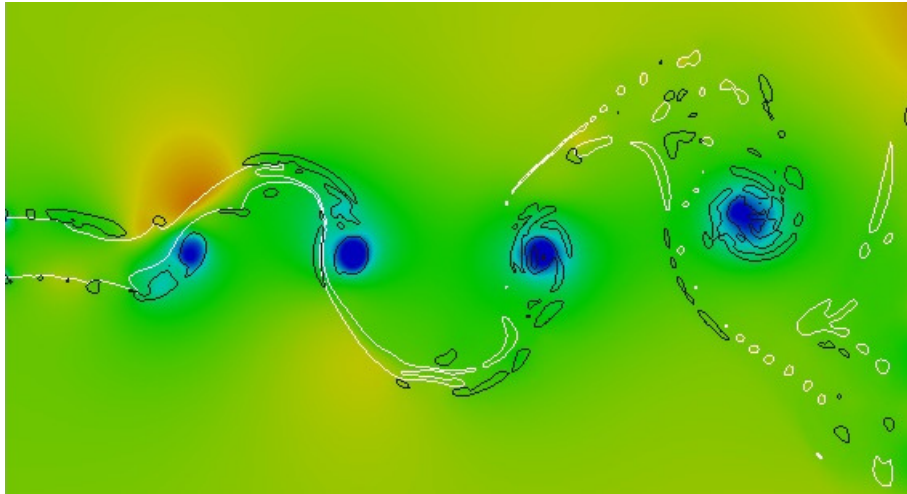


FIGURE 3.3 – Plan transverse coloré par le champ de pression. Un contour instantané de l'interface (en blanc) est représenté, ainsi que les contours de critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$.

qui est encore peu "occulté" par la déstabilisation en amont, et une absence de surpression sur le dernier maximum d'amplitude.

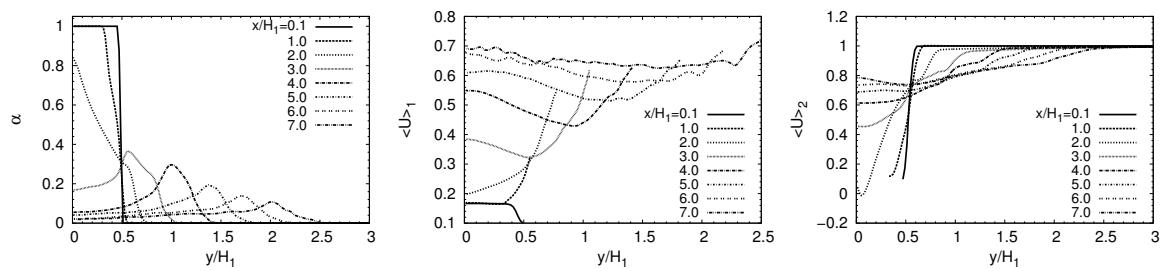
Nous pouvons noter que la valeur de la dépression causée par la structure tourbillonnaire issue de la recirculation ne varie pas avec la distance à l'injection. Ainsi, le couplage entre la suppression et la dépression a lieu pour les valeurs $\frac{x}{H_1}$ inférieures à la position du premier maximum d'amplitude du battement ; au-delà, la nappe ne fait que subir l'advection des tourbillons du plan central.

Cet "écran" que constitue le premier maximum d'amplitude peut permettre d'expliquer que le phénomène de battement de la nappe n'est pas de nature ondulatoire. Nous observons en effet que les particules fluides constituant la phase liquide sont transportées dans la direction perpendiculaire à la direction de l'écoulement, sans jamais traverser deux fois le plan central. L'absence de surpression sur le deuxième maximum d'amplitude ne permet pas d'imposer un changement de dynamique à ces particules fluides.

Nous observons finalement à la fin du domaine de calcul, une brisure de la nappe en ligaments, similaires à ceux décrit par Stapper et Samuelsen[122] comme le "stretched streamwise ligament" mode.

3.2.2 Caractérisation statistique du battement - comparaison avec la littérature

Nous présentons dans cette sous-section une caractérisation statistique de la dynamique du battement global de la nappe liquide, dont le mécanisme vient d'être décrit dans la sous-section précédente (sous-section 3.2.1). Les définitions des quantités statistiques qui vont être utilisées ont été définies dans la sous-section 2.5.



(a) Ouverture de la zone atteinte par le liquide sous l'effet du battement global. (b) Accélération du liquide sous l'effet du cisaillement. (c) Homogénéisation du profil des vitesses par l'entraînement du liquide.

FIGURE 3.4 – Profils de : (a) taux de présence $\alpha(x)$ de la phase liquide; (b) : vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide; (c) vitesse moyenne conditionnée par le liquide.

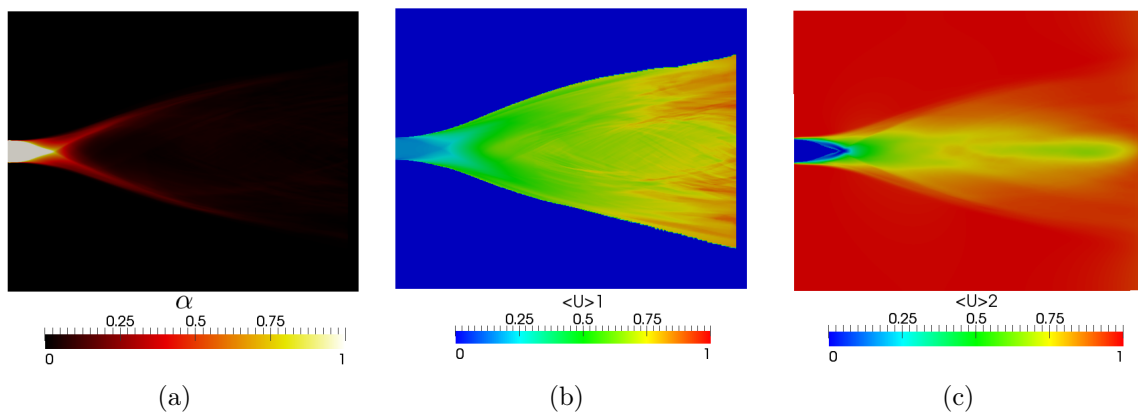


FIGURE 3.5 – Plans transverses colorés par : (a) : le taux de présence moyen de la fonction indicatrice de phase $\alpha(x, y, t)$; (b) : la vitesse conditionnée par le liquide; (c) : la vitesse conditionnée par la phase rapide.

3.2.2.1 Taux de présence liquide - Cœur liquide - Distance de battement

Les profils de taux de présence de la phase liquide $\alpha(x, y) = \langle \chi(x, y) \rangle$, où $\chi(x, y, t)$ est la fonction indicatrice de phase définie par l'équation (2.33), sont présentés sur la figure 3.4(a) pour différentes distances à l'injection. Cette figure présente également l'évolution des profils moyens de vitesse conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ (fig. 3.4(b)) et par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ (fig. 3.4(c)) avec la distance à l'injection.

Le phénomène de battement global de la nappe liquide se traduit sur la figure 3.4(a), présentant l'évolution de $\alpha(x, y)$, par l'élargissement de la zone atteinte par la phase liquide. Pour les premières positions $\frac{x}{H_1}$, la légère diminution de $\alpha(x, y)$ peut tout d'abord être attribuée au passage des vagues issues de l'instabilité interfaciale primaire, que nous avons décrit à la sous-section 3.2.1. Puis, plus en aval, le taux de présence du liquide $\alpha(x)$ diminue rapidement le long de $\frac{y}{H_1} = 0$ sous l'effet du battement global de la nappe.

Nous appelons **cœur liquide** la distance L_{core} sur le plan central $\frac{y}{H_1} = 0$ à partir de laquelle le taux de présence moyen de la phase liquide est inférieur à 0,9 :

$$\text{Soit } L_{core} \text{ tel que } \alpha(L_{core}, 0) = \langle \chi(L_{core}, 0) \rangle = 0.9 \quad (3.1)$$

Le cœur liquide est illustré par la zone colorée en blanc sur la figure 3.5(a). La mesure de cette quantité sur la configuration étudiée est :

$$\frac{L_{core}}{H_1} = 1.97 \simeq 2.0 \quad (3.2)$$

Nous introduisons également la **distance de battement**, définie comme la distance L_{flapp} sur le plan central $\frac{y}{H_1} = 0$ à partir de laquelle le taux de présence moyen de la phase liquide est inférieur à 0,1 :

$$\text{Soit } L_{flapp} \text{ tel que } \alpha(L_{flapp}) = \langle \chi(L_{flapp}, 0) \rangle = 0.1 \quad (3.3)$$

La distance de battement est illustrée sur la figure 3.5(a) par la distance sur l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$ contenant la zone colorée en blanc que nous avons décrite ci-dessus, plus la zone en rouge, jusqu'à que celle-ci devienne parfaitement noir. La mesure de cette quantité sur la configuration étudiée est :

$$\frac{L_{flapp}}{H_1} = 3.3 \quad (3.4)$$

La signification physique que nous attribuons à cette distance L_{flapp} est la zone concernée par le mécanisme de battement que nous avons décrit dans la sous-section 3.2.1. Nous reviendrons sur cette distance L_{flapp} lors de l'étude des vitesses convectives en 3.2.3.3.

Nous avons vu dans l'état de l'art que plusieurs corrélations empiriques ont été proposées, sur d'autres types de géométries pour la longueur intacte liquide. Le tableau 3.1 confronte notre résultat de **cœur liquide** L_{core} à celles-ci¹.

1. Nous remplaçons le diamètre D_1 des propositions par l'épaisseur H_1 de notre configuration. Lorsque la proposition fait intervenir le diamètre D_2 , nous considérons que l'épaisseur H_2 de notre configuration 1 est égale à $H_2 = 5.5$.

Auteur	Géométrie	Corrélation proposée	Résultats avec la proposition de l'auteur	Résultat présente étude
Eroglu et Chigier [37]	Coaxiale	$\frac{L}{D_1} = 0.5 \left(\frac{We_r}{2}\right)^{-0.4} Re_1^{0.6}$	$\frac{L}{H_1} = 10.9$	$\frac{L_{core}}{H_1} = 2.0$
Woodwart et al. [131]	Coaxiale	$\frac{L}{D_1} = 9.5 \cdot 10^{-3} \frac{\rho_2}{\rho_1}^{-0.36} We^{-0.22} Re_1^{0.68}$	$\frac{L}{H_1} = 1.49$	$\frac{L_{core}}{H_1} = 2.0$
Engelbert et al. [34]	Coaxiale	$\frac{2L}{D_2 - D_1} = 10.6 MR^{-0.3}$	$\frac{2L}{H_2 - H_1} = 0.09$	$\frac{2L}{H_2 - H_1} = 0.88$
Lasheras et al. [71]	Coaxiale	$\frac{L}{D_1} = \frac{6}{\sqrt{M}}$	$\frac{L}{H_1} = 3.16$	$\frac{L_{core}}{H_1} = 2.0$
Raynal [107]	Film liquide	$\frac{L}{2H_1} = \frac{6}{\sqrt{M}}$	$\frac{L}{2H_1} = 3.16$	$\frac{L_{core}}{2H_1} = 1.0$
Porcheron et al. [106]	Coaxiale	$\frac{L}{D_1} = 2.85 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{-0.38} Oh^{0.34} M^{-0.13}$	$\frac{L}{H_1} = 0.85$	$\frac{L_{core}}{H_1} = 2.0$
Leroux et al. [74]	Coaxiale	$\frac{L}{D_1} = 10M^{-0.3}$	$\frac{L}{H_1} = 0.34$	$\frac{L_{core}}{H_1} = 2.0$

TABLE 3.1 – Confrontation de notre longueur de cœur liquide avec les propositions existantes dans la littérature, pour la longueur intacte liquide du phénomène d'atomisation, entraînant un liquide vers une phase gazeuse sous forme de spray. Les définitions des nombres adimensionnels de chacun des auteurs sont données au tableau 1.3 de la sous-section 1.2.4 de l'état de l'art.

Notre résultat s'accorde relativement bien avec la proposition de Lasheras et al. [71] sur l'installation coaxiale ou encore avec la proposition de Woodward et al. [131], mais assez mal avec les propositions des autres auteurs. Il faut cependant noter que les corrélations proposées ci-dessus sont basées sur le phénomène d'entraînement du liquide dans la phase gazeuse par le processus d'atomisation. Dans notre cas, le cœur liquide résulte du couplage entre l'affinement de la nappe et du battement de celle-ci. Matas et Cartellier [89] avaient déjà fait part de la difficulté de comparer leurs mesures de cœur liquide intact sur un jet coaxial présentant une dynamique de "flapping" avec la corrélation de Raynal, puisque leurs mesures résultaient des effets conjoints de l'entraînement et du battement.

Il n'existe pas à notre connaissance de mesures de cœur liquide pour les nappes liquides. La longueur mesurable sur de telles géométries est la longueur de rupture. Les propositions existantes dans la littérature pour les longueurs de rupture ont été présentées au tableau 1.2 de l'état de l'art. Notre travail ne concerne pas les mécanismes de ruptures

3.2.2.2 Taux d'amplification spatial

Le taux de présence du liquide $\alpha(x, y) = \langle \chi(x, y, t) \rangle$ permet de définir une autre quantité que le cœur liquide venant d'être étudié, afin de caractériser le battement de la nappe. Nous pouvons en effet définir le **taux d'amplification spatial** k^* du battement, à partir des contours de $\phi_1(x^*)$ et $\phi_2(x^*)$ définis comme :

$$\text{Soit } x^* = \left(\frac{x}{H_1} \right) \quad (3.5)$$

$$\text{Soit } \phi_1(x^*) \text{ tel que } \langle \chi(x^*, \phi_1(x^*)) \rangle = 0.05 \text{ et } \phi_1(x^*) > 0 \quad (3.6)$$

$$\text{Soit } \phi_2(x^*) \text{ tel que } \langle \chi(x^*, \phi_2(x^*)) \rangle = 0.05 \text{ et } \phi_2(x^*) < 0 \quad (3.7)$$

$$\phi(x^*) = \frac{\phi_1(x^*) + \phi_2(x^*)}{2} \quad (3.8)$$

Lorsque deux valeurs de $\phi_i(x^*)$ ($i = 1$ ou 2) sont possibles, la valeur retenue est celle ayant la plus grande valeur absolue.

Ces fonctions $\phi_i(x^*)$ sont les contours des enveloppes haute et basses du battement. Le taux d'amplification spatial k^* se définit à partir de la moyenne $\phi(x^*)$, qui présente une évolution exponentielle (illustré sur la figure 3.6) pour les premiers $x^* = \frac{x}{H_1}$, jusqu'à un point d'inflexion.

$$\phi(x^*) = \eta_0 e^{k^* \cdot x^*} \quad (3.9)$$

La valeur de η_0 correspond mathématiquement à la valeur de $\phi(x^* = 0)$, soit la position y_1 de l'interface en $\frac{x}{H_1} = 0$. La valeur de η_0 que nous trouvons ($\eta_0 = 0.4$) par l'interpolation est bien cohérente avec la position de l'interface à l'origine de notre configuration ($y_1 = 0.5$).

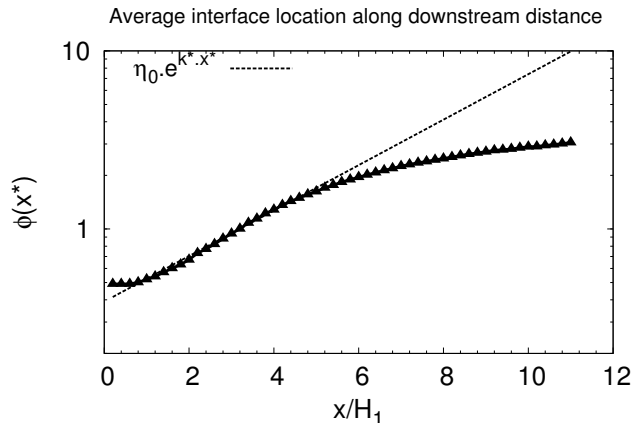


FIGURE 3.6 – Fonction $\phi(x^*)$ caractérisant la position moyenne de l'interface le long de la distance à l'injection. Interpolation de cette fonction avec une fonction exponentielle : $f(x^*) = 0.4 \cdot e^{0.29 \cdot x^*}$.

L'étude du taux d'amplification spatial a été réalisée expérimentalement par Carentz [11], Lozano [80], et Park [103] par le seuillage des niveaux de gris d'une superposition de photographies de l'écoulement, ainsi que par des études de stabilité linéaire pour les deux derniers auteurs. Ces auteurs observent également un développement exponentiel pour les premières positions en aval de l'injection, jusqu'à un point d'inflexion. La comparaison de η_0 avec leurs résultats n'a

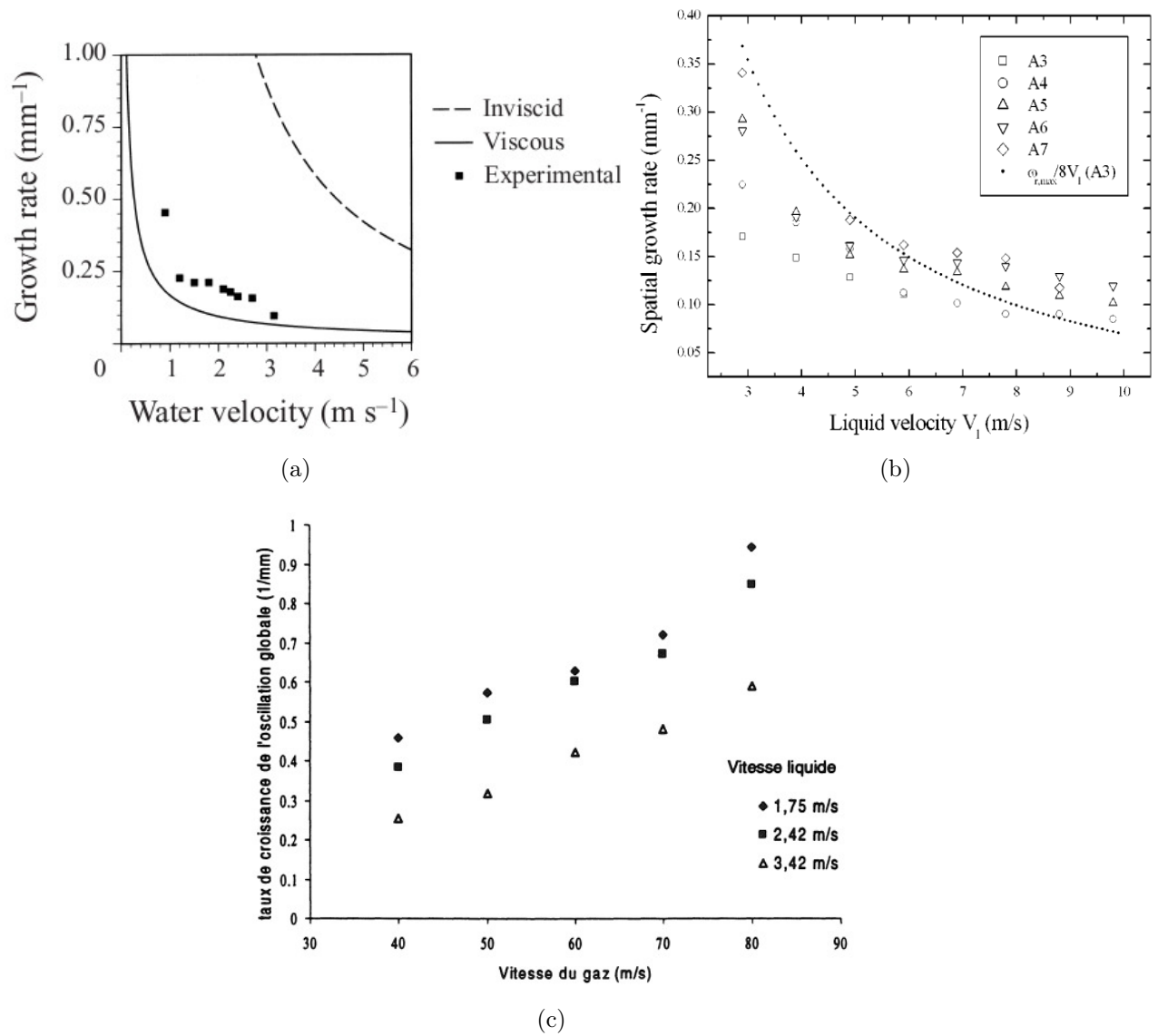


FIGURE 3.7 – Résultats de (a) : Lozano [80]; (b) : Park [103]; et (c) : Carentz [11] pour le taux d'amplification spatial de leur nappe liquide.

Auteur	gamme de k expérimental (mm^{-1})	Epaisseur de nappe (mm)	gamme de k expérimental adimensionné	k^* adimensionnel de la présente étude
Carentz [11]	0.2 - 0.9	0.3	0.06 - 0.27	0.29
Lozano [80]	0.1 - 0.45	0.35	0.035 - 0.158	0.29
Park [103]	0.1 - 0.35	0.254	0.0254 - 0.088	0.29

TABLE 3.2 – Comparaison de notre taux d'amplification adimensionnel aux valeurs expérimentales adimensionnée par l'épaisseur de nappe liquide.

pas de sens, ce paramètre étant propre à chacune des installations expérimentales. Les auteurs précédemment cités présentent l'évolution du taux d'amplification spatial en fonction de la vitesse liquide ou gazeuse, le taux d'amplification étant donné en mm^{-1} . Leurs résultats, présentés sur la figure 3.7, sont cohérents entre eux dans la mesure où les ordres de grandeur de chacun de ces travaux sont assez proches, bien que les résultats de Carentz [11] soient globalement plus élevés que ceux des deux autres auteurs. Les taux d'amplification expérimentaux de ces travaux varient entre $0.1mm^{-1}$ et $1.0mm^{-1}$, centrés en moyenne autour de $k = 0.2mm^{-1}$.

Les résultats ne sont cependant pas présentés de façon adimensionnelle. Le tableau 3.2 confronte notre résultat de taux d'amplification spatial k^* adimensionnel aux résultats de taux d'amplification moyens des trois auteurs cités, adimensionnés par l'épaisseur de leur nappe liquide.

Il est difficile de tirer une véritable conclusion de cette étude comparative. L'ordre de grandeur de notre résultat se compare assez bien au résultat moyen de Carentz [11], mais moins bien avec les résultats moyens des deux autres auteurs. Il est possible que l'épaisseur de nappe liquide ne soit pas la bonne échelle de longueur permettant d'adimensionner le taux d'amplification spatial. Il est aussi probable que les rapports de densité et de vitesse aient un effet important sur ce résultat, empêchant la comparaison de notre taux d'amplification avec des résultats établis dans le cas air-eau.

3.2.2.3 Profils de vitesses moyennes

Après avoir caractérisé le battement par l'étude du taux de présence de la fonction indicatrice de phase, où nous avons défini un cœur liquide et un taux d'amplification spatial, nous nous intéressons ici aux vitesses moyennes de l'écoulement.

Les évolutions des profils moyens des vitesses axiales conditionnées par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ et par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ avec la distance à l'injection sont respectivement présentés sur les figures 3.4(b) et 3.4(c). Les plans transverses colorés par ces vitesses conditionnées sont respectivement présentés sur les figures 3.5(b) et 3.5(c).

Les profils de vitesse conditionnés par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ montrent sur la figure 3.4(b) un phénomène d'accélération du liquide sous l'effet du cisaillement de la phase rapide, que l'on retrouve bien sur le plan transverse coloré par cette vitesse conditionnée, figure 3.5(b). Les profils de vitesse conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ montrent sur la figure 3.4(c) une homogénéisation des vitesses, et une vitesse $\langle U \rangle_2$ sur l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$ qui se rapproche de la vitesse $\langle U \rangle_1$.

L'accélération du liquide sous l'effet du cisaillement de la phase rapide est un phénomène important pour la compréhension de ce travail. L'accélération du liquide provoque

l'affinement de la nappe, pour assurer la conservation du débit liquide (Couderc [16]). Une épaisseur locale de nappe plus faible signifie une diminution de la masse de liquide à mettre en mouvement localement pour déstabiliser de façon globale cette nappe.

3.2.3 Caractérisation dynamique du battement - comparaison avec la littérature

Nous avons étudié dans la sous-section précédente les quantités statistiques du phénomène de battement global de la nappe liquide sous l'effet du cisaillement. Cette sous-section décrit les aspects dynamiques de ce phénomène que sont sa fréquence d'oscillation globale et sa vitesse convective.

3.2.3.1 Fréquence de l'instabilité interfaciale primaire

Le mécanisme de la déstabilisation globale de la nappe que nous avons décrit à la sous-section 3.2.1 fait état d'une instabilité interfaciale primaire. La fréquence de cette instabilité est mesurée au moyen d'une ligne de mesure, telle que décrite à la sous-section 2.5, placée à la position $\frac{y}{H_1} = 0.5$. Cette altitude correspond à la position initiale de l'interface. Les vagues issues de l'instabilité interfaciale primaire déforment régulièrement l'interface autour de cette position. La fréquence obtenue après FFT du signal temporel de $\chi(x, \frac{y}{H_1} = 0.5, t)$ est associable à la fréquence de l'instabilité interfaciale primaire. De même, nous associons la fréquence obtenue après FFT du signal temporel du critère Q à la fréquence des décollements tourbillonnaires en aval de l'instabilité primaire. Les spectres de fréquence réalisés sur le signal temporel de fonction indicatrice de phase et de critère Q sont présentés sur la figure 3.8. Nous obtenons :

$$f_{\text{laire}} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right) \quad (3.10)$$

L'étude bibliographique que nous avons dressée à la sous-section 1.2.2 sur les déstabilisations interfaciales fait état de plusieurs propositions pour la fréquence de cette instabilité. Le tableau 3.3 compare notre fréquence obtenue à ces propositions.

Ces propositions font intervenir l'épaisseur de vorticité de la phase rapide. Dans notre cas, cette épaisseur de vorticité est égale à :

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{\max \left(\frac{dU}{dy} \right)} = \frac{U_2 - U_{\text{interface}}}{\frac{2U_2}{\delta_2}} = \frac{U_2 - U_{c_{\text{Dimotakis}}}}{\frac{2U_2}{\delta_2}} \quad (3.11)$$

Les travaux de Raynal [107] montrent en effet que la vitesse de l'interface est bien représentée par la prévision théorique de Dimotakis [28], définie comme $U_{c_{\text{Dimotakis}}} = \frac{\sqrt{\rho_1}U_1 + \sqrt{\rho_2}U_2}{\sqrt{\rho_1 + \rho_2}}$.

Précautions de lecture Le tableau 3.3 donne, en utilisant nos paramètres, les fréquences obtenues par les propositions des différents auteurs, et confronte notre fréquence mesurée. Un faible accord est obtenu, puisque la fréquence mesurée sur notre simulation diffère d'un facteur 3 à 6 environ des prévisions faites par les différents auteurs.

L'une proposition de Raynal et le résultat donné par Jean-Philippe Matas se basent sur des analyses de stabilité linéaire. Il est important de garder à l'esprit que notre profil de vitesse ne respecte initialement pas la continuité des contraintes tangentielles à travers l'interface. Les

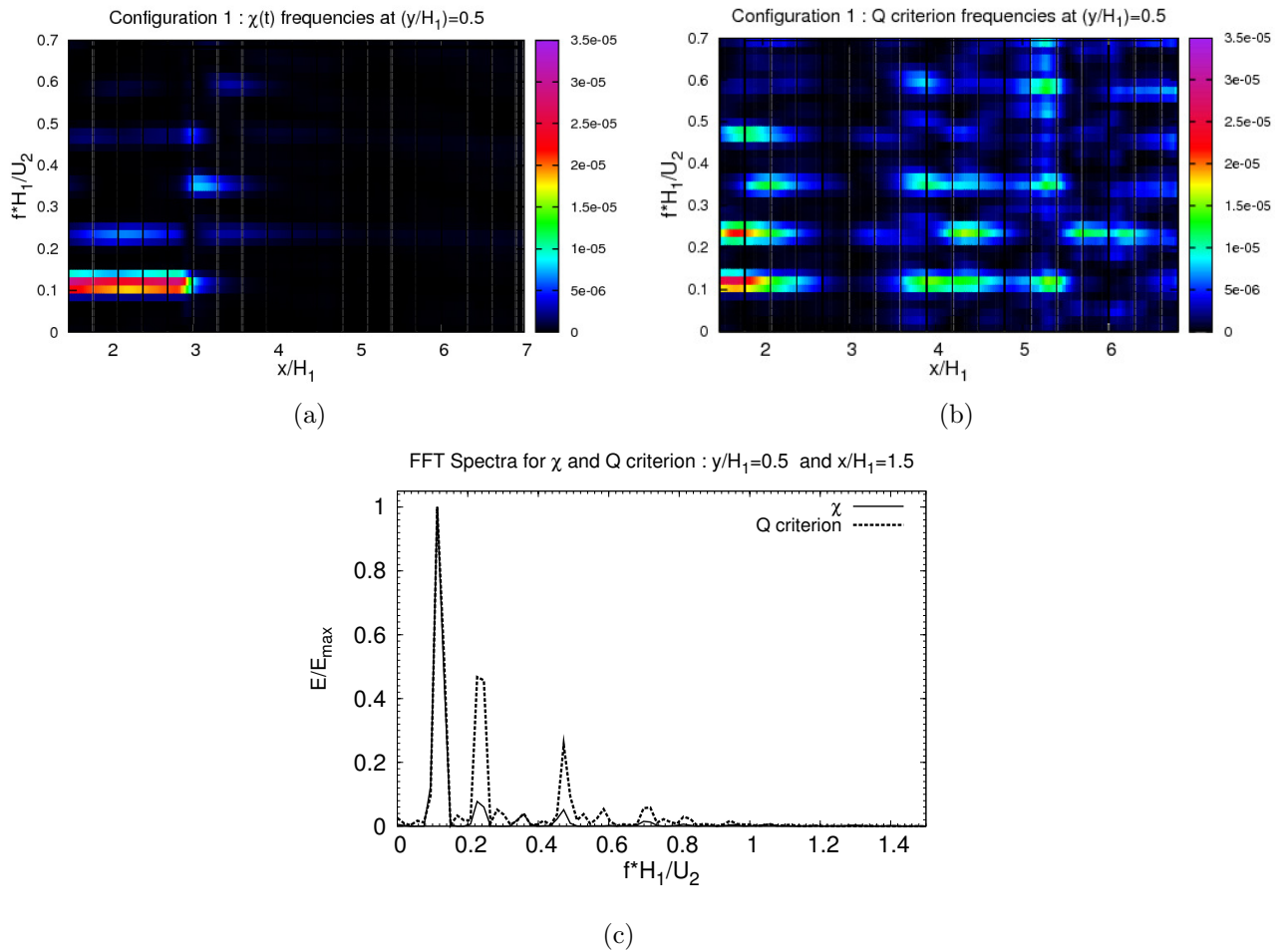


FIGURE 3.8 – (a) et (b) : Comparaison des fréquences des signaux de $\chi(t)$ et du critère Q en $\frac{y}{H_1} = 0.5$ pour $\frac{x}{H_1} < 7.0$. (c) : Spectres de fréquence pour les deux quantités en $\frac{x}{H_1} = 1.5$. Les fréquences fondamentales des signaux temporels des deux quantités sont strictement égales ($f_{1aire} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$).

Auteur	Proposition	Origine de la proposition	Résultat avec la proposition de l'auteur	Résultat de la présente étude
Raynal [107]	$f \simeq 8e^{-3} \frac{U_c}{\delta_\omega}$	Loi empirique	$f = 0.69 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$	$f = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$
Raynal [107]	$\omega_i \simeq 0.9 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{U_2 - U_1}{\delta_{\omega_g}}$	Analyse de stabilité linéaire (approche temporelle)	$f = 0.38 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$	$f = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$
Matas ^a	Analyse de stabilité spatio-temporelle	Analyse de stabilité linéaire	$f = 0.63 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$	$f = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$

^a. Le résultat de Jean-Philippe Matas est issu d'une analyse spatio-temporelle visqueuse, réalisée à l'aide d'une adaptation du code de Otto et Boeck [102], en approximant les profils de vitesse mesurés par des fonctions *erf*.

TABLE 3.3 – Comparaison de notre fréquence d'instabilité interfaciale primaire avec les propositions de la littérature.

travaux théoriques et les discussions menées avec Jean-Philippe Matas montrent une grande sensibilité de la fréquence prédite par une telle analyse au profil de vitesse initial. Ainsi, s'il est possible que le couplage de l'instabilité interfaciale primaire avec l'oscillation globale de la nappe liquide modifie sa fréquence, la manière dont le code rétablit la condition physique à l'interface peut également avoir une influence significative sur cette fréquence.

Il faut également garder à l'esprit que les mesures expérimentales de Raynal et Marmottant diffèrent elles-mêmes d'un facteur deux environ à la prévision théorique faite par Raynal [107]. Le résultat de l'analyse de stabilité linéaire permet plus de donner les lois d'évolution de la fréquence et un ordre de grandeur, qu'une valeur de fréquence.

Une comparaison directe de notre résultat aux prévisions théoriques ci-dessus doit donc se faire avec prudence.

3.2.3.2 Fréquence de l'oscillation globale

Après nous être intéressés à la fréquence de l'instabilité interfaciale primaire, nous étudions ici la fréquence de l'oscillation globale de la nappe. C'est cette oscillation globale qui a fait l'objet de nombreuses études dans la littérature, que nous avons présentées dans la sous-section 1.2.3 de l'état de l'art.

Retour sur la méthode de mesure La fréquence de cette oscillation globale est mesurée à l'aide d'une ligne de mesure telle que celle décrite à la sous-section 2.5 positionnée en $\frac{y}{H_1} = 0$. Le signal de l'évolution temporelle de la fonction indicatrice de phase $\chi(t)$ relevée en chacun des capteurs est un créneau, comme l'illustre la figure 3.9, réalisée en $\frac{x}{H_1} = 3.0$. Trois "marches" de ce signal définissent une période complète d'oscillation. La première apparaît en effet lorsque la nappe traverse l'axe $\left(\frac{y}{H_1} = 0 \right)$ dans un sens, la deuxième apparaît lorsqu'elle le traverse dans l'autre sens, puis la troisième lorsque la nappe traverse à nouveau le plan central. Ainsi, la fréquence issue de la FFT de ce signal correspond au double de la fréquence de battement, puisque deux marches dans le signal ne définissent pas une période mais une demie-période.

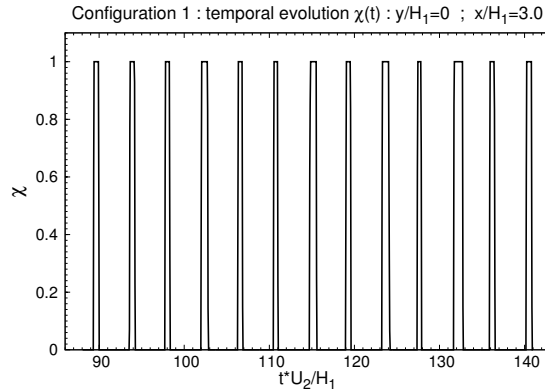


FIGURE 3.9 – Evolution temporelle de la fonction $\chi(t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ et $\frac{x}{H_1} = 3.0$.

Analyse des spectrogrammes La figure 3.10 illustre le spectrogramme effectué sur la fonction $\chi(t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ (3.10(b)), qui est confronté à celui réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0.5$ (3.10(a)). Les deux figures présentent une basse fréquence, suivies de composantes harmoniques. Les composantes harmoniques viennent du fait que le signal temporel analysé est un créneau. La fréquence d'intérêt est la basse fréquence. Nous associons la fréquence de la première analyse (3.10(b)) au double de la fréquence f_{flapp} de battement de la nappe pour la raison expliquée ci-dessus, et la fréquence de la deuxième analyse (3.10(a)) à la fréquence f_{laire} de l'instabilité interfaciale primaire. Lorsque les fréquences de ces deux analyses sont confrontées, ce qui est fait sur la figure 3.10(c), les deux fréquences sont trouvées strictement identiques :

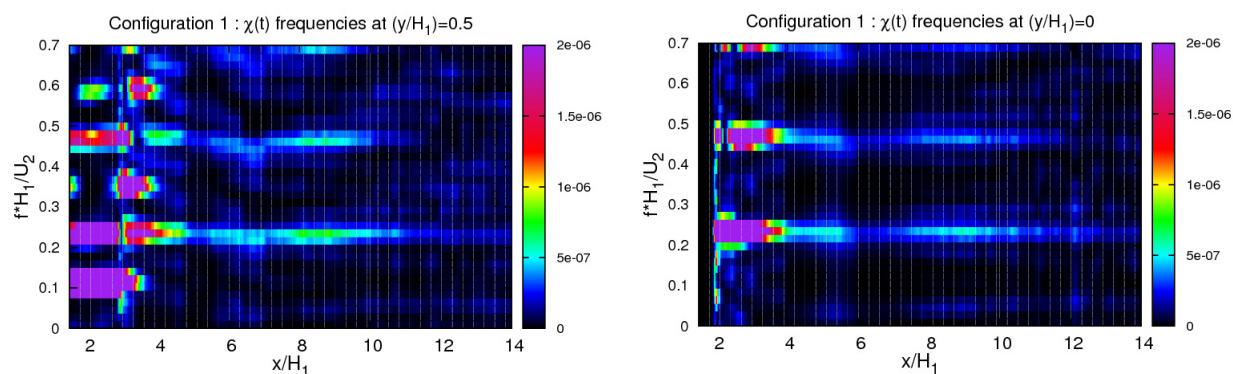
$$f_{laire} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1} \right) \quad (3.12)$$

$$2 * f_{flapp} = 0.226 \left(\frac{U_2}{H_1} \right) \quad (3.13)$$

Le spectrogramme réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0$ (3.10(b)) illustre que la fréquence du battement global de la nappe est constante avec la distance à l'injection. Ce résultat est en accord avec les études expérimentales et numériques de la littérature (Mansour et Chigier [85], Carvalho [12] (géométrie plane), Zuzio et *al.* [135], Matas et Cartellier [89] sur une géométrie coaxiale).

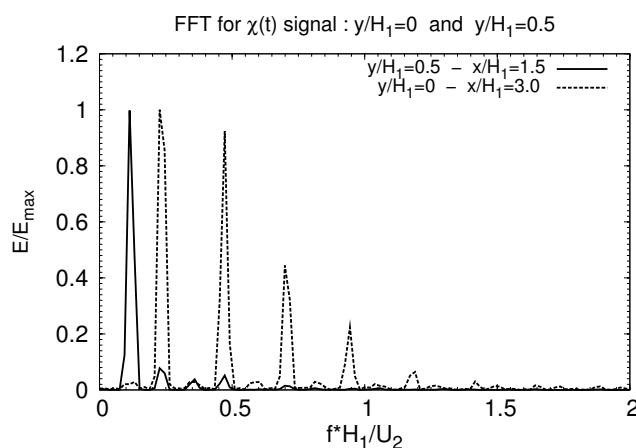
Bien que nous n'ayons pas réalisé les études pouvant permettre de se prononcer sur la nature absolue ou convective de l'instabilité, le fait qu'il n'existe qu'une seule fréquence dans l'écoulement, et que celle-ci soit mesurable en tout point de l'écoulement laisse présager un caractère absolu pour cette instabilité.

La chronologie du mécanisme menant à la déstabilisation globale de la nappe présentée à la sous-section 3.2.1, et basé sur les visualisations, fait d'abord intervenir l'instabilité interfaciale primaire avant la déstabilisation globale de la nappe. Le fait que les fréquences de chacun des deux phénomènes soient trouvées égales montre que ces phénomènes sont fortement liés, mais ne prouve en aucun cas que ce soit l'instabilité primaire qui impose sa dynamique à l'ensemble de la nappe. Si l'instabilité globale de la nappe est bien de nature absolue, elle est alors en mesure de modifier la dynamique des vagues interfaciales.



(a) Spectrogramme effectué en $\frac{y}{H_1} = 0.5$: fréquences associées à l'instabilité interfaciale primaire.

(b) Spectrogramme effectué en $\frac{y}{H_1} = 0$: fréquences associées au double de la fréquence du battement global.



(c)

FIGURE 3.10 – Confrontation des fréquences associées au phénomène d'instabilité interfaciale primaire ($\frac{y}{H_1} = 0.5$: $f_{\text{laire}} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)$) et des fréquences associées au double de la fréquence de battement ($\frac{y}{H_1} = 0$: $2f_{\text{flapp}} = 0.226 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)$).

Auteur	Corrélation proposée	Résultat avec la proposition de l'auteur	Résultat de la présente étude
Carentz [11]	$f_{flapp} = 0.1\sqrt{M}$	$f_{flapp} = 0.19 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)$	$f_{flapp} = 0.113 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)$
Fernandez et al. [40]	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_{min}} = \left(\frac{\rho_2(U_2-U_{min})c_{inj}}{\mu_l}\right)^{\frac{4}{5}} \left(\frac{\delta}{\delta_\omega}\right)^{\frac{3}{2}}$	Non calculable ^a	
Carvalho [12]	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.13M^{0.38}$	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.211$	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.68$
Larricq-Fourcade ^b [68]	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.0034 \left(\frac{\rho_2(U_2-U_{min})^2}{\rho_1U_1^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\delta}{\delta_\omega}$	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.0155$	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_1} = 0.68$

a. La proposition fait intervenir la corde c_{inj} de l'injecteur, spécifique à l'installation expérimentale

b. Avec $\delta_\omega = \frac{(U_2-U_1)}{2U_2}$

TABLE 3.4 – Comparaison de notre fréquence de battement global avec les résultats des corrélations proposées dans la littérature.

Auteur	Nombre de Strouhal proposé	Nombre de Strouhal obtenu avec la fréquence de la présente étude
Lozano ^a [80]	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_2-U_{min}} \simeq 0,01$	$\frac{f_{flapp}H_1}{U_2} = 0.11$
Lozano ^b et al. [81]	$0.01 < \frac{f_{flapp}\sqrt{H_2H_1}}{U_2-U_{min}} < 0,015$	$\frac{f_{flapp}\sqrt{H_2H_1}}{U_2} = 0.26$
Couderc [16]	$\frac{fH_1\sqrt{\delta_2}}{2U_2\sqrt{H_2}} \simeq 0.02$	$\frac{fH_1\sqrt{\delta_2}}{2U_2\sqrt{H_2}} = 0.007$

a. Hypothèse : $U_{min} = 0$

b. Hypothèse : $\frac{H_2}{H_1} = 5.5$

TABLE 3.5 – Utilisation de notre fréquence de battement global dans les nombres de Strouhal proposés dans la littérature.

Comparaison avec les différentes propositions de la littérature L'étude bibliographique fait état de plusieurs propositions de nombres de Strouhal ou de lois d'évolution pour la fréquence de l'oscillation globale d'une nappe plane cisailée par un courant rapide (Voir tableau 1.1 de l'état de l'art). Les tableaux 3.4 et 3.5 confrontent les résultats obtenus avec les propositions des différents auteurs, en utilisant nos paramètres de simulation, à la fréquence mesurée sur notre simulation.

Une comparaison directe de notre résultat de fréquence d'oscillation globale f_{flapp} avec les propositions faites dans la littérature s'avère une fois de plus délicate. L'une des propositions fait intervenir une dimension spécifique à l'installation expérimentale étudiée. Plusieurs propositions font intervenir l'épaisseur du gaz H_2 . Cette épaisseur est, dans notre configuration, difficilement définissable, compte-tenu des conditions périodiques imposées en haut et en bas du domaine (voir sous-section 2.4.2 décrivant nos configurations de simulation). Nous verrons cependant à la fin de ce chapitre (sous-section 3.4.2) que l'effet de H_2 est sans doute négligeable à partir d'un certain seuil sur la dynamique de la nappe.

La disparité des résultats obtenus illustre bien la difficulté de construction d'un nombre de Strouhal caractéristique ou d'une corrélation universelle, en raison du nombre élevé par le nombre élevé de paramètres influant sur la dynamique d'une telle configuration. A part le résultat proposé

par Fernandez *et al.* [40] et celui proposé par Couderc [16], les propositions des tableaux 3.4 et 3.5 se basent sur expérimentations réalisées à la pression atmosphérique. Il est probable que notre valeur de rapport de densité $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ explique une partie de la difficulté de comparaison, et que le paramètre $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ utilisé dans certaines propositions ne soit pas suffisant pour traduire l'effet de ce rapport de densité.

Décomposition en Modes Dynamique Les spectres issus de l'analyse de Décomposition en Modes Dynamique, (dont le principe a été exposé en 2.5) réalisée sur la fonction indicatrice de phase et sur le critère Q , sont présentés sur la figure 3.11. Ils sont peu précis, du fait du faible nombre d'échantillons analysés (pour les raisons expliquées en 2.5), mais montrent une fréquence distincte autour de $f = 0.1 \frac{U_2}{H_1}$, suivie de ses composantes harmoniques pour l'analyse menée sur les deux quantités. Nous rappelons que l'amplitude du mode n'est pas caractéristique de la dynamique du phénomène, un mode avec une forte amplitude pouvant être fortement atténué. La partie réelle des modes associés à cette fréquence, que nous avons associée à la fréquence de battement de la nappe sur la base de l'autre méthode de mesure, montre que les phénomènes de battement de la nappe et de lâcher tourbillonnaire se réalisent bien dans les mêmes régions de l'écoulement.

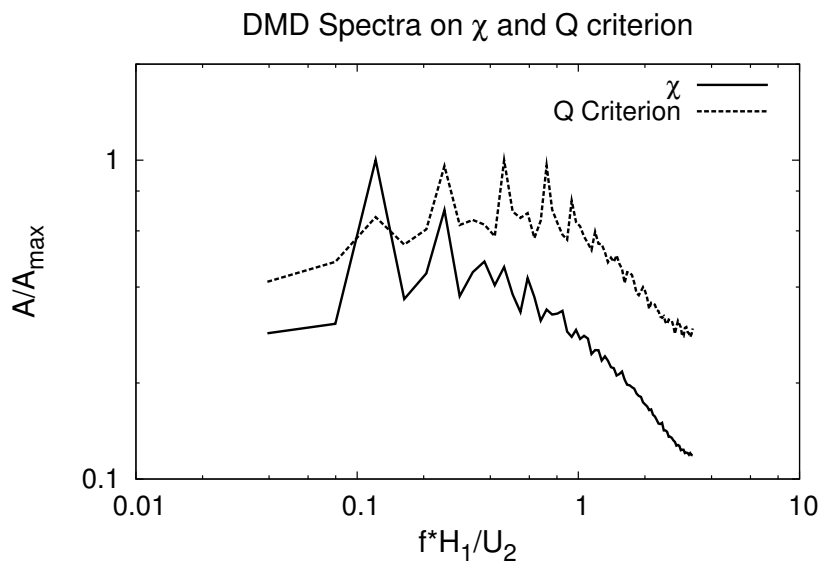


FIGURE 3.11 – Superposition des spectres DMD réalisés sur le critère Q et sur le taux de présence du liquide. Le mode dont la fréquence $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$ est associé au battement global de la nappe.

3.2.3.3 Vitesse convective

Nous venons d'évoquer la fréquence de battement global de la nappe liquide, qui est une première caractéristique de sa dynamique. Nous étudions ici la vitesse convective U_{cflapp} de cette nappe sous l'effet du battement global.

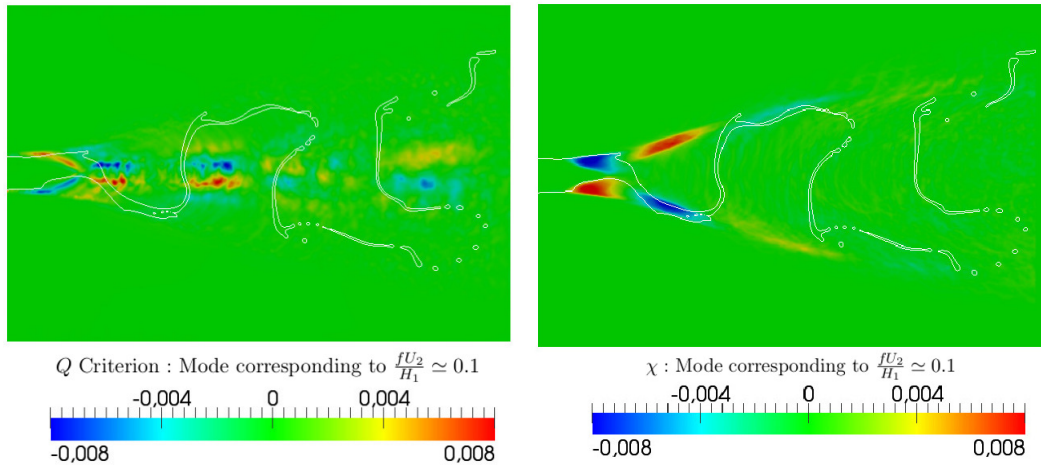


FIGURE 3.12 – Partie réelle des modes DMD associés à la fréquence proche de $f = 0.1 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)$ pour l'analyse menée sur le critère Q (à gauche) et sur la fonction indicatrice de phase (à droite). Nous associons ce mode au battement global de la nappe.

Vitesse convective de l'instabilité globale La vitesse convective de l'instabilité globale est mesurée à partir du diagramme de Hovmöller réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$. Nous rappelons que la construction du diagramme de Hovmöller et les enseignements que l'on peut en tirer ont été présentés dans la sous-section 2.5.

Le diagramme présenté sur la figure 3.13 illustre la zone utilisée pour la mesure de vitesse convective. Pour $\frac{x}{H_1} > 8.0$, les phénomènes de rupture de la nappe rendent délicate la mesure de pente. Nos mesures sont effectuées pour $3.5 < \frac{x}{H_1} < 8.0$. La vitesse convective $U_{c_{flapp}}$ évaluée est :

$$\frac{U_{c_{flapp}}}{U_2} = 0.64 \quad (3.14)$$

Lozano [80] s'est intéressé à la vitesse de convection de la nappe liquide de son installation. Il ne publie pas de mesure directe de vitesse convective, car précise que la mesure est délicate, et surtout que la vitesse convective est variable avec la distance à l'injection. Nous ne retrouvons pas cette variation de vitesse convective avec la distance à l'injection pour la zone du diagramme de Hovmöller étudiée. Une possible explication est l'absence de gravité dans nos simulations, qui serait dirigée parallèlement à l'écoulement et orientée dans le sens de celui-ci, et qui pourrait engendrer une accélération de la nappe liquide.

Lorsque le diagramme de Hovmöller réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0$ sur la fonction indicatrice de phase est superposé à celui réalisé sur le critère Q (figure 3.14), les pentes représentatives des vitesses de convection du jet liquide et des structures tourbillonnaires se superposent parfaitement. Les phénomènes d'advection de structures tourbillonnaires et de battement de la nappes sont bien synchrones.

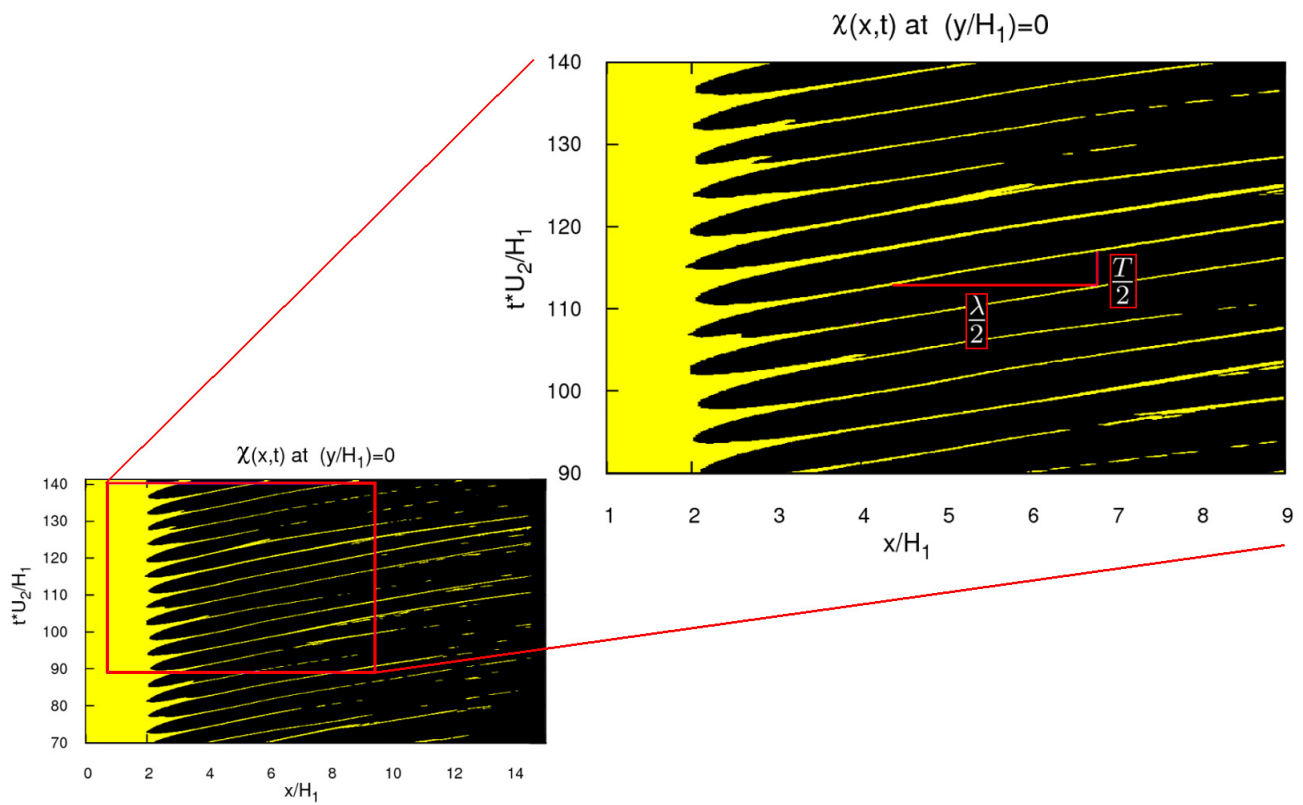


FIGURE 3.13 – Longueur d'onde λ et période T du phénomène de battement global de la nappe, sur le diagramme de Hovmöller réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0$ sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$.

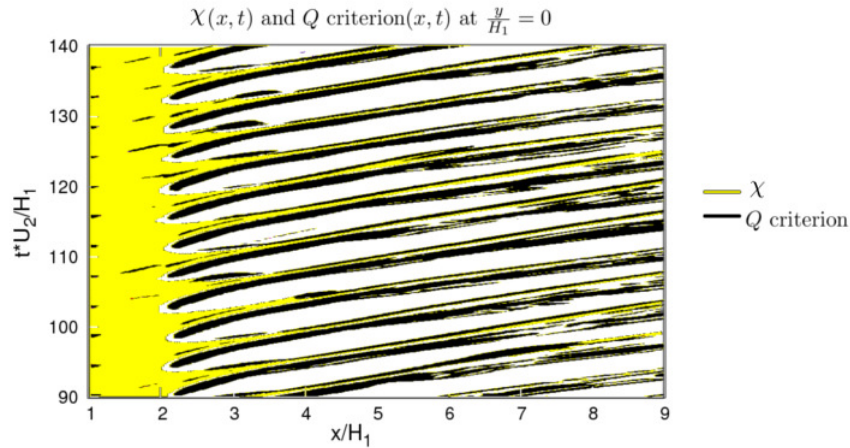


FIGURE 3.14 – Superposition des diagrammes de Hovmöller effectués sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ (en jaune) et sur le critère Q (en noir) en $\frac{y}{H_1} = 0$. L'advection de la nappe liquide le long du plan central et des structures tourbillonnaires issues des recirculation en aval de l'instabilité interfaciale primaire sont synchrones.

Lien avec la vitesse convective de l'instabilité interfaciale primaire La figure 3.15 illustre le diagramme de Hovmöller pour la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0.5$. Ce diagramme montre un changement de pente pour les positions $2.0 < \frac{x}{H_1} < 3.5$, significatif d'un changement de vitesse convective. Les positions où s'effectue ce changement de pente correspondent à l'intervalle situé entre le cœur liquide caractérisé par la distance L_{core} , et la distance de battement L_{flapp} , définies en 3.2.2.1.

- Les pentes mesurées pour les positions $\frac{x}{H_1} \leq 2.0$ nous permettent d'évaluer la vitesse convective $U_{c_{laire}}$ pour $\frac{x}{H_1} \leq L_{core}$:

$$\frac{U_{c_{laire}}}{U_2} = 0.33 \quad (3.15)$$

Nous notons que cette vitesse s'accorde bien avec la prévision théorique de Dimotakis [28].

$$\frac{U_{c_{Dimotakis}}}{U_2} = \frac{\left(\frac{\sqrt{\rho_2}U_2 + \sqrt{\rho_1}U_1}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}} \right)}{U_2} = 0.36 \quad (3.16)$$

Raynal [107] a montré que cette vitesse correspond effectivement bien à la vitesse des vagues observée expérimentalement.

- Les pentes mesurées pour les positions $\frac{x}{H_1} \geq 3.5$ nous permettent d'évaluer la vitesse convective $U_{c_{flapp}}$ pour $\frac{x}{H_1} \geq L_{flapp}$:

$$\frac{U_{c_{flapp}}}{U_2} = 0.65 \quad (3.17)$$

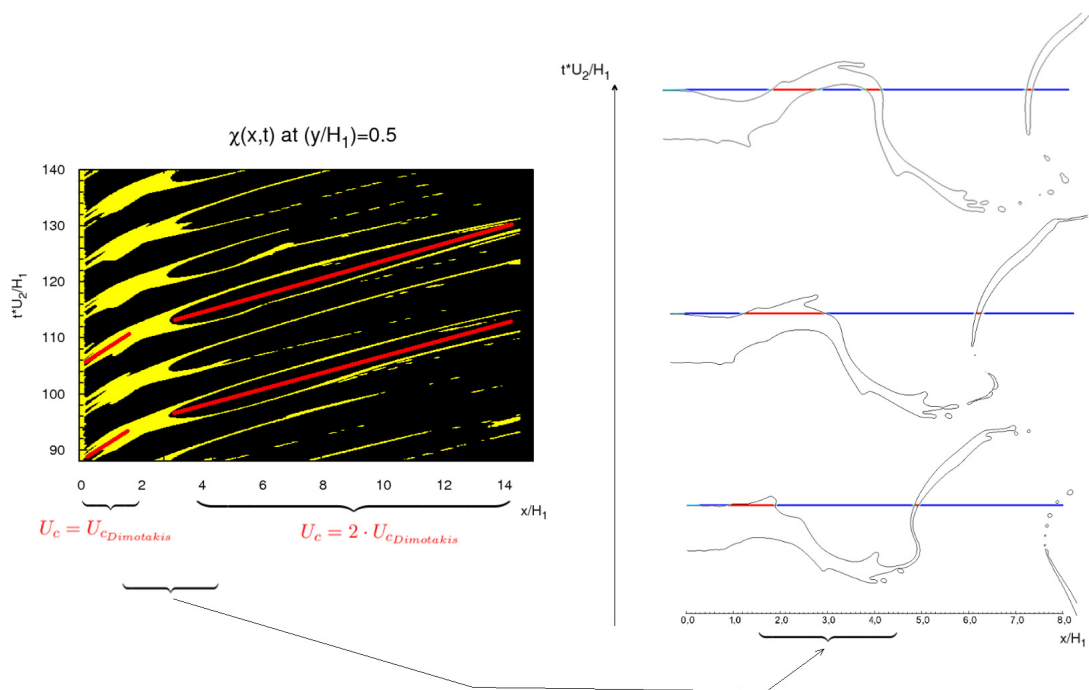


FIGURE 3.15 – Diagramme de Hovmöller réalisé en $\frac{y}{H_1} = 0.5$ sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$. Changement de vitesse convective entre les zones où l'interface est soumise à l'instabilité interfaciale primaire (pour $\frac{x}{H_1} < 2.0$) et les zones où la nappe liquide est soumise à un battement global (pour $\frac{x}{H_1} > 4.0$).

Cette vitesse $U_{c_{flapp}}$, attribuée à la vitesse convective du phénomène de battement global, se trouve être environ le double de la vitesse $U_{c_{1aire}}$, attribuée à la vitesse convective de l'instabilité interfaciale primaire.

3.2.4 Bilan du mécanisme de battement à grande échelle de la nappe liquide

A titre de synthèse, nous proposons ici un bilan des mécanismes menant à la déstabilisation globale de la nappe liquide. La figure 3.16 illustre les mécanismes principaux.

- Le cisaillement de la phase rapide sur chacune des deux interfaces provoque le développement d'une instabilité interfaciale primaire (I), ainsi qu'une accélération de la phase liquide.
- Cette accélération du liquide provoque l'affinement de la nappe par conservation du débit liquide. Dans le même temps, la vague créée sur chacune des interfaces devient un obstacle pour la phase rapide, qui subit un décollement tourbillonnaire en aval de cette vague. (II)
- Le tourbillon provoqué engendre une dépression au voisinage de l'interface, déviant la nappe vers celui-ci. Ceci est favorisé par le processus d'amincissement de la nappe, qui provoque une diminution locale de masse liquide à mettre en mouvement. La déviation de la nappe vers la zone de dépression favorise le mécanisme de décollement tourbillonnaire sur l'autre interface.
- La nappe liquide déviée devient un obstacle pour la phase rapide de l'autre côté de la nappe. Cet obstacle, en réduisant la vitesse de la phase rapide qui le rencontre, engendre une zone de surpression à cet endroit.
- Le mécanisme de battement a lieu dans la zone située entre L_{core} et L_{flapp} (III). Dans cette zone, la vitesse de convection des particules fluide passe de la vitesse de convection $U_{c_{1aire}}$ de l'instabilité interfaciale primaire (égale à la prévision théorique faite par Dimotakis [28]), à la vitesse $U_{c_{flapp}}$ de convection globale de la nappe (environ égale à $2 \cdot U_{c_{1aire}}$).
- Le battement global de la nappe se caractérise par une fréquence de battement égale au double de la fréquence de l'instabilité interfaciale primaire (IV). Pour les positions en aval de L_{flapp} , la nappe est advectée par les tourbillons constituant le plan central $\frac{y}{H_1} = 0$, et adopte alors leur vitesse de convection (V).
- La dynamique de battement créée provoque l'éjection des particules liquide dans une région définissant l'enveloppe spatiale du flapping.

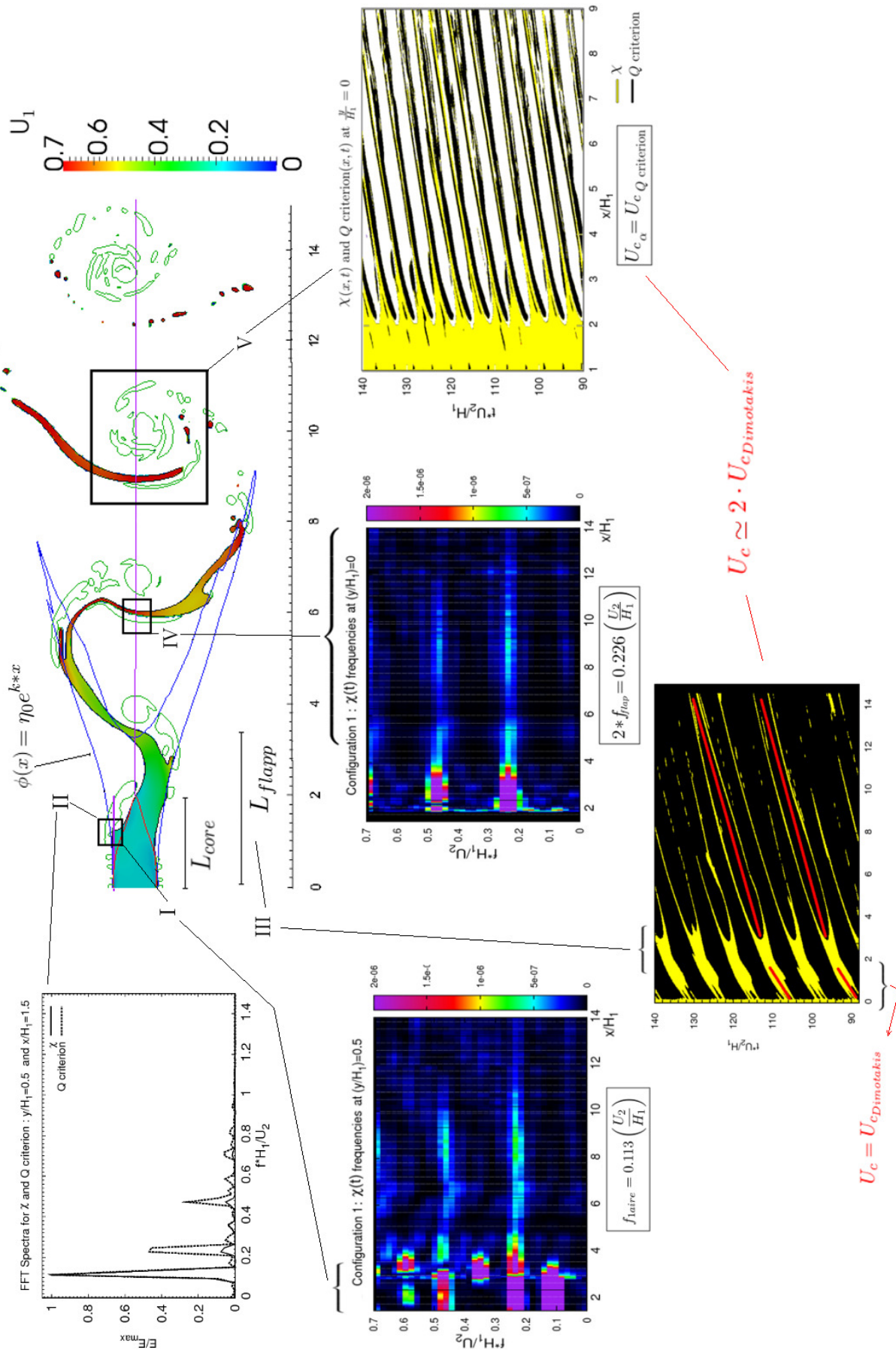


FIGURE 3.16 – Bilan des phénomènes auxquels est soumis la nappe liquide cisailée.

3.3 Influence de δ_2 sur la dynamique de la nappe

Nous avons montré dans l'état de l'art que la couche limite se développant dans la phase rapide est identifiée comme un paramètre ayant une influence importante sur la dynamique d'une nappe liquide cisailée (Lozano [80]). La mesure expérimentale de cette épaisseur de couche limite s'avère cependant délicate. Ces mesures au fil chaud sont de plus réalisées en l'absence de la phase liquide. Il existe assez peu de travaux expérimentaux présentant des mesures de profils de vitesse de la phase rapide (Larricq-Fourcade [68], Fernandez [46]). L'épaisseur de couche limite est souvent obtenue par déduction des mesures de vitesse, par une relation du type $\delta_2 = \frac{cte}{\sqrt{Re}}$. Le contrôle expérimental de cette épaisseur est également délicat. A part des études de stabilité linéaires, comme celle réalisée par Lozano [80], il est en effet relativement délicat de faire varier cette couche limite sans faire varier d'autres paramètres. Ben Rayana [6] réalise tout de même une étude lui permettant de découpler δ_2 de H_2 et U_2 , par l'utilisation de plusieurs types de convergents. Cette étude l'amène à conclure que la fréquence de l'instabilité primaire de son installation expérimentale varie comme $f \simeq \frac{U_c}{\delta_2}$.

Cette section est dédiée à l'étude de l'influence de la taille de couche limite δ_2 de la phase rapide sur la dynamique globale de la nappe liquide. Les simulations réalisées sont toujours effectuées dans la "**Configuration 1**", c'est-à-dire avec un courant rapide uniforme dans tout le domaine. Nous rappelons que cette configuration est représentée sur la figure 2.12(a). L'épaisseur de couche limite de la phase rapide δ_2 est modifiée sans qu'aucun autre paramètre. Les tailles de couches limites simulées sont :

$$\frac{\delta_2}{H_1} = 0.1 ; 0.3 ; 0.5 ; 0.7 ; 1.0 ; 1.2$$

3.3.1 Influence de δ_2 sur l'écoulement général

La figure 3.17 présente l'aspect général de l'écoulement lorsque $\frac{\delta_2}{H_1} = 1.0$. La dynamique de cet écoulement est également illustrée par l'animation "Coplanar-delta2-1,0.mp4" fournie avec le document.

La dynamique de battement de la nappe liquide est conservée par rapport au cas où $\frac{\delta_2}{H_1} = 0.1$, que nous avons décrit en 3.2.1. Nous observons à nouveau la déstabilisation interfaciale primaire, derrière laquelle naissent des décollements tourbillonnaires. Ces structures tourbillonnaires sont cependant fortement modifiées par rapport au cas où $\frac{\delta_2}{H_1} = 0.1$, puisque leur tridimensionnalisation n'est plus observée. Il semble également que le coeur liquide se soit allongé, et que le taux d'amplification spatial se soit réduit. Nous observons que la nappe n'est plus sujette à sa brisure en ligaments. L'animation réalisée suggère également que la fréquence de battement se soit réduite. Ces premières observations qualitatives sont complétées dans les sections qui suivent par des analyses quantitatives.

3.3.2 Influence de δ_2 sur les quantités statistiques

Les profils de vitesse moyenne conditionnés par chacune des deux phases, ainsi que les profils de taux de présence moyen de la phase liquide pour les 6 différentes valeurs de δ_2 simulées sont présentés sur la figure 3.18. Ces profils sont mesurés en $\frac{x}{H} = 3.0$.

L'augmentation régulière de δ_2 induit une diminution régulière du cisaillement imposé par la phase rapide à la phase liquide $\mu_2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial y} \right)_0 \simeq \mu_2 \frac{U_2}{\delta_2}$. Les profils de vitesse moyenne conditionnée

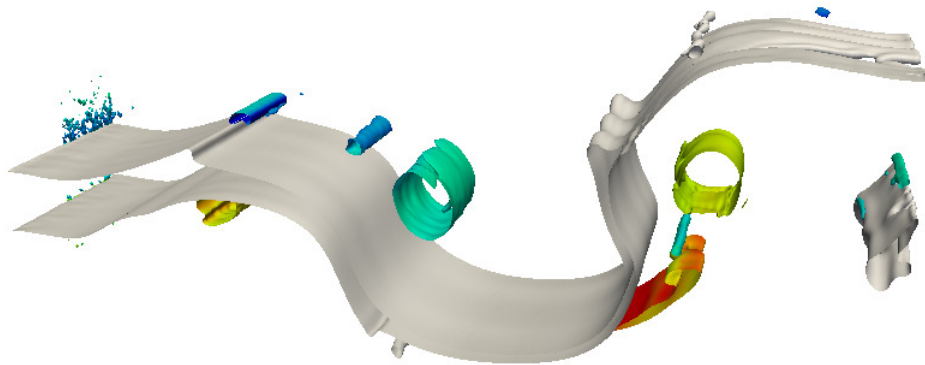
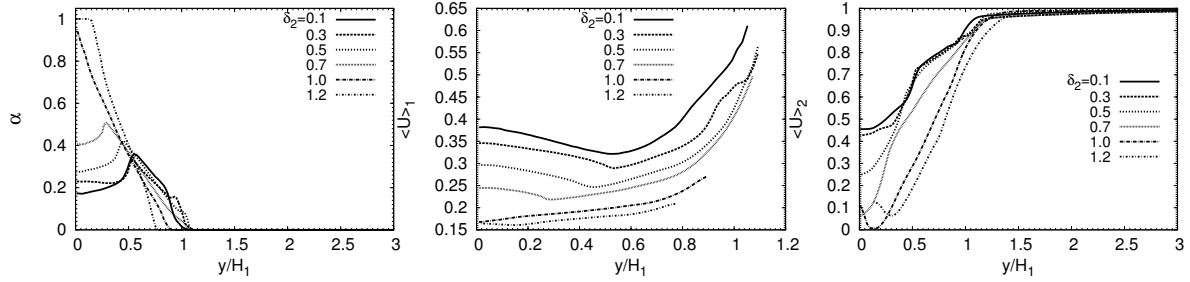


FIGURE 3.17 – Etat de l'écoulement avec $\delta_2 = 1.0$. Contours de l'interface en gris, et contours de critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z .

par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ (cf. 3.18(b)) illustrent une accélération du liquide de moins en moins marquée lorsque δ_2 augmente. L'affinement de la nappe liquide, pour les raisons de conservation de masse évoquées plus haut (cf. 3.2.2.3), évolue par conséquent de la même manière. La nappe devient, avec l'augmentation de δ_2 , localement plus massive et est plus difficilement déstabilisable dans son ensemble. Les profils de taux de présence du liquide $\alpha(x)$ illustrent l'allongement régulier du cœur liquide avec l'augmentation de δ_2 (cf. 3.18(a)). Les profils de vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ (cf. 3.18(c)) montrent que le processus de rencontre des profils des deux phases est également de moins en moins marqué avec l'augmentation de δ_2 .



(a) Augmentation du cœur liquide avec δ_2 et rétrécissement de la zone atteinte par le liquide.
 (b) Accélération du liquide régulièrement diminuée avec l'augmentation de δ_2 .
 (c) Capacité d'accélération du liquide réduite avec l'augmentation de δ_2 .

FIGURE 3.18 – Profils moyens du taux de présence de la phase liquide, de la vitesse liquide et de la phase rapide avec δ_2

Les évolutions avec δ_2 des quantités moyennes le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$ sont présentées sur la figure 3.19. Elles traduisent l'allongement du cœur liquide et l'augmentation de la distance à l'injection nécessaire à l'accélération du liquide.

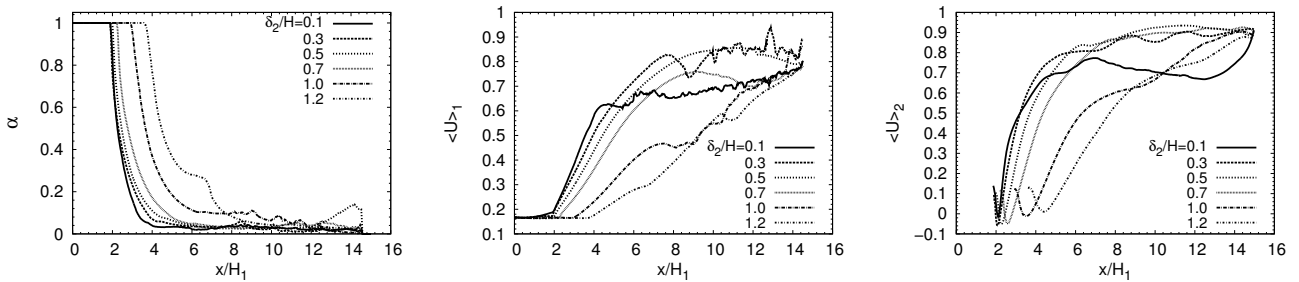


FIGURE 3.19 – Evolution avec δ_2 du taux de présence de la phase liquide $\alpha(x)$, et des vitesses conditionnées par chacune des deux phases le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$.

3.3.3 Influence de δ_2 sur les quantités dynamiques du battement

Nous venons de voir que l'augmentation de δ_2 augmente l'épaisseur locale de la nappe liquide. De plus, les phénomènes de décollement de couche limite en aval de l'instabilité interfaciale pri-

maire sont également atténués avec l'augmentation de δ_2 . Ces effets atténuent la déstabilisation globale de la nappe avec l'augmentation de δ_2 .

Les résultats concernant l'évolution de la fréquence, du taux d'amplification et de la longueur d'onde des six calculs réalisés en fonction de l'épaisseur de couche limite sont représentés sur les figures 3.20, 3.21, et 3.22.

La fréquence de battement de la nappe évolue de façon linéaire avec δ_2 , comme le montre la figure 3.20. Sur cette figure est également tracée la proposition de Couderc [16], qui obtient, pour la même gamme de $\frac{\delta_2}{H_1}$, une évolution proportionnelle à l'inverse de la racine carré de δ_2 . Une possible explication de l'écart entre les deux propositions peut résider dans le fait que Couderc a réalisé des simulations bidimensionnelles, ne laissant pas la possibilité aux structures tourbillonnaires de se tridimensionnaliser. La taille de ces structures est alors surévaluée, et les phénomènes physiques peuvent alors présenter des dynamiques différentes.

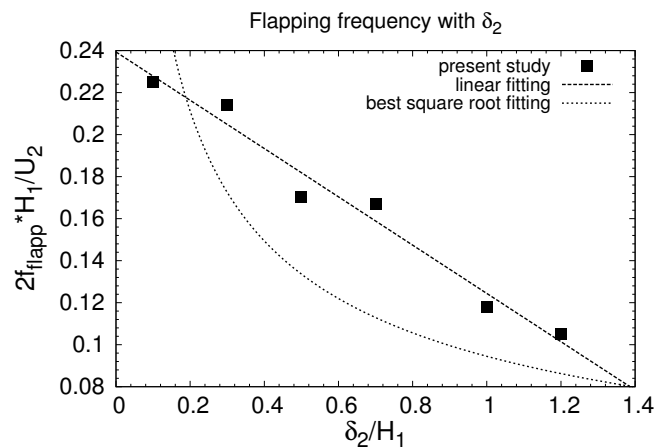


FIGURE 3.20 – Evolution de la fréquence de battement avec δ_2 . Fitting linéaire ($f_{flap} = 0.24 - 0.115 * \delta_2$) et proposition de Couderc [16].

L'évolution de la longueur d'onde en fonction de δ_2 est présentée sur la figure 3.21. La mesure de la longueur d'onde est basée sur les diagrammes de Hovmöller réalisés sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ (figure 3.13). La mesure est imprécise car pour les premiers $\frac{x}{H_1}$ (entre $2 < \frac{x}{H_1} < 4$ sur la figure 3.13) la distance entre deux lieux de présence du liquide est variable. Le phénomène de brisure augmente l'imprécision de la mesure. Une augmentation de la longueur d'onde est en tout cas observée, de façon approximativement linéaire.

Une évolution linéaire de la fréquence et de la longueur d'onde suggère une évolution constante de la vitesse convective de la nappe liquide. L'évolution de la vitesse convective avec δ_2 est présentée sur la figure 3.22, qui traduit effectivement un comportement constant avec δ_2 . Nous superposons également sur cette figure les résultats des sous-sections 3.4.2 et 3.4.3 que nous allons détailler dans la suite. La vitesse convective de l'instabilité interfaciale primaire se trouve être très proche de celle prédite par Dimotakis [28] pour une couche de mélange monophasique bidimensionnelle. Raynal [107] a montré, puis Ben Rayana [6] a ensuite confirmé, que cette valeur théorique est une bonne représentation de la vitesse convective des vagues interfaciales

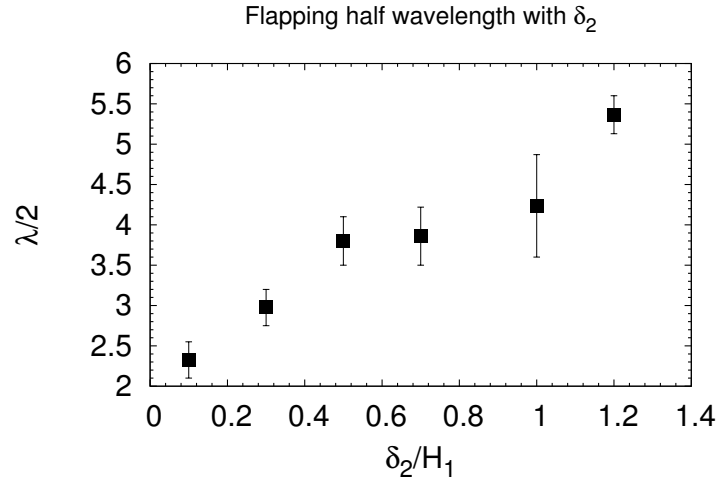


FIGURE 3.21 – Evolution de la longueur d’onde avec δ_2 . La méthode de mesure induit une imprécision sur le résultat.

issues du développement de l’instabilité de Kelvin-Helmholtz. La vitesse convective de l’ensemble de la nappe liquide soumise au battement se trouve elle, être proche du double de cette vitesse théorique.

La vitesse convective de la nappe liquide, ou encore celle des structures tourbillonnaires, est donc la même que celle des vagues de l’instabilité primaire se développant sur chacune des deux interfaces. Les visualisations montrent en effet que la vague issue de l’instabilité primaire se trouve toujours au maximum d’amplitude de la dynamique de battement à grande échelle.

Finalement, l’évolution du taux d’amplification spatial k en fonction de δ_2 est présenté figure 3.23. Là encore, une évolution linéaire est trouvée.

3.3.4 Quantité caractéristique du battement

Lors de la modification de δ_2 , nous avons observé une constante diminution de la fréquence de battement. Dans le même temps, le coeur liquide s’est allongé et le taux d’amplification spatial a diminué. Nous observons, avec la variation de δ_2 , que la fréquence de battement f_{flapp} augmente d’autant que le coeur liquide L_{core} s’allonge. La figure 3.24 présente la quantité $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_{c1aire}}$, définissant un nombre de Strouhal, pour toutes les valeurs de δ_2 simulées. Nous superposons également sur cette figure les résultats des sous-sections 3.4.2 et 3.4.3 que nous allons détailler dans la suite.

Le caractère constant de la quantité $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_{c1aire}}$, illustrant le caractère couplé de la fréquence de battement et de la quantité L_{core} , est assez remarquable. Il est cependant sans doute difficilement exploitable du point de vue expérimental, compte-tenu de la difficulté de mesure de la quantité L_{core} .

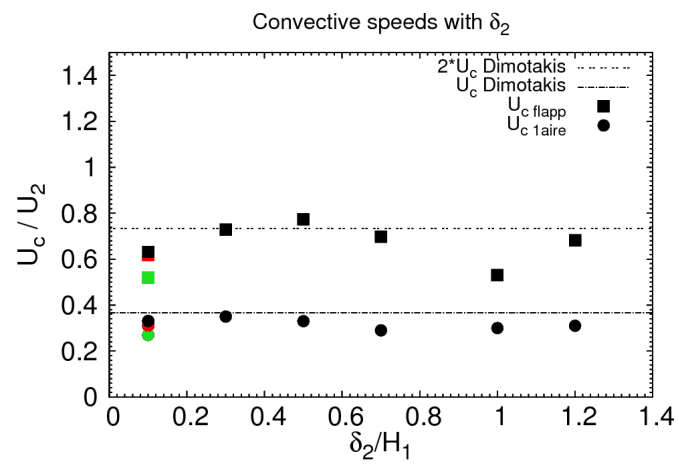


FIGURE 3.22 – Evolution de la vitesse convective de la nappe avec δ_2 . Comparaison avec la prédiction de Dimotakis. En rouge : valeur de U_c pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". En vert : valeur de U_c pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".

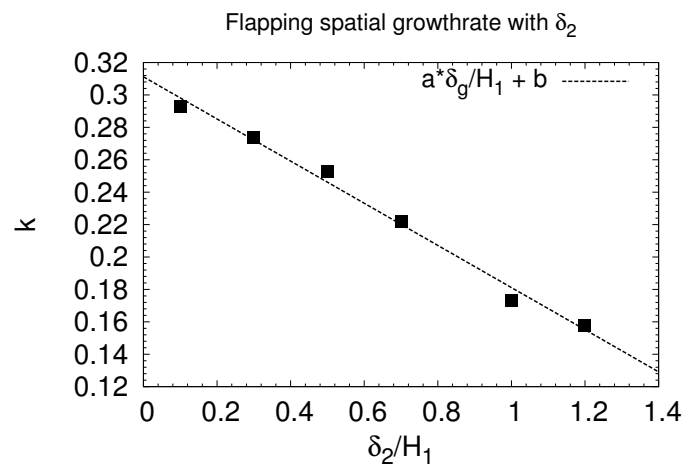


FIGURE 3.23 – Evolution du taux d'amplification spatial avec δ_2 .

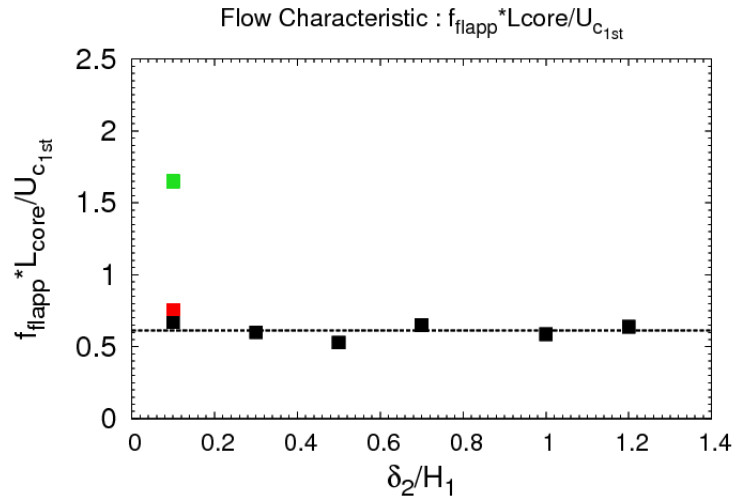


FIGURE 3.24 – Comportement constant de $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_{c1st}}$ avec δ_2 . La constante trouvée est : $cte = 0.613$. En rouge : valeur de $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_{c1st}}$ pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". En vert : valeur de $\frac{f_{flapp} * L_{core}}{U_{c1st}}$ pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".

3.4 Contrôle passif du battement global de la nappe par les paramètres d'injection

Nous avons présenté dans l'état de l'art (sous-section 1.2.3) que les nappes liquides cisailées peuvent passer d'un état "sinusoïdal" à un état "variqueux" (Mansour et Chigier [85]). Selon l'application industrielle visée, il peut être intéressant de savoir contrôler le passage d'une dynamique à une autre. Dans le cas d'une nappe liquide plane, la fréquence de battement étant égale à la fréquence de rupture de la nappe (Arai et Hashimoto [1]), l'augmentation de la fréquence augmente l'échange entre les deux phases et favorise ainsi la combustion. À l'inverse, dans le cas du jet coaxial, la présence d'une dynamique de "flapping" est la cause de la création de grosses gouttes, (Matas et Cartellier [89]) défavorisant alors un bon échange entre le carburant et le comburant.

La présente section est dédiée à l'étude du contrôle passif de la dynamique de battement de la nappe, par la modification de paramètres d'injection.

Nous nous plaçons désormais dans la "**Configuration 2**", où l'épaisseur de phase rapide est finie, et un "coflow" externe est présent à l'extérieur de la phase rapide. Nous rappelons que cette configuration est présentée sur la figure 2.12(b). La stratégie adoptée dans cette section est la définition d'une configuration d'écoulement "non-oscillante", à partir de laquelle des paramètres d'injection sont modifiés pour retrouver une dynamique de battement global. Deux paramètres sont mis en évidence : l'épaisseur de phase rapide cisailante et le rapport des vitesses entre les phases.

3.4.1 Configuration de référence "non oscillante"

3.4.1.1 Description de la configuration de référence non-oscillante

Les paramètres physiques de chacune des deux phases (densités, viscosités, vitesse, taille de couche limite) utilisés dans cette partie ne sont pas modifiés par rapport à ce qui a été présenté précédemment (tableau 2.1). La différence est la taille de l'épaisseur de phase rapide cisailante H_2 , fixée dans un premier temps à :

$$\frac{H_2}{H_1} = 0.5 \quad (3.18)$$

Les figures de la suite du document se réfèrent à cette configuration par la légende "**Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$** ". Nous rappelons que cette épaisseur H_2 inclut les deux couches limites δ_2 présentes à l'interface avec le liquide et avec l'extérieur du domaine de calcul.

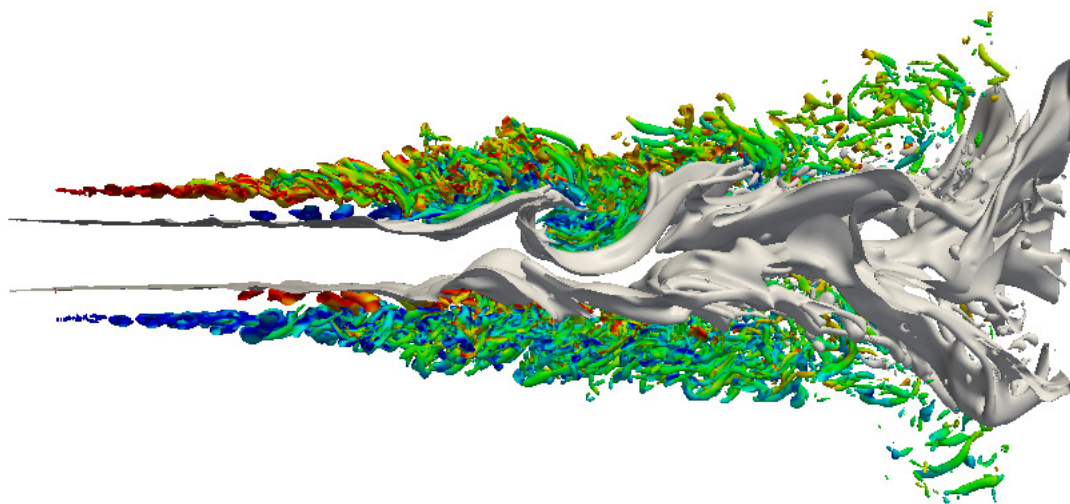
Aspect général L'aspect général de l'écoulement résultant de cette configuration est illustré sur la figure 3.25, montrant les contours de l'interface liquide-gaz (en gris) et les contours de critère $Q = 1.5(\frac{U_2}{H_1})^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z (3.25(a), 3.25(b)) ou axiale (3.25(c)).

L'introduction du "coflow" externe a pour conséquence la création d'une couche de mélange monophasique entre celui-ci et la phase rapide, comme ce qui est décrit à la section 1.1.1 de l'état de l'art. Au sein de cette couche de mélange monophasique se développent des structures tourbillonnaires issues de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, bien illustrées par les contours de critère Q de la figure 3.25. Ces structures ont un développement d'abord bidimensionnel, puis se tridimensionnalisent, comme l'illustrent les contours de critère Q colorés par la vorticité axiale ω_x sur la figure 3.25(c). Des déstabilisations interfaciales sont visibles sur chacune des deux interfaces, mais le passage de la "**Configuration 1**" à la "**Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$** " a modifié l'écoulement au point de ne pas retrouver d'oscillation globale de la nappe à grande échelle, où les deux interfaces se déplacent en phase.

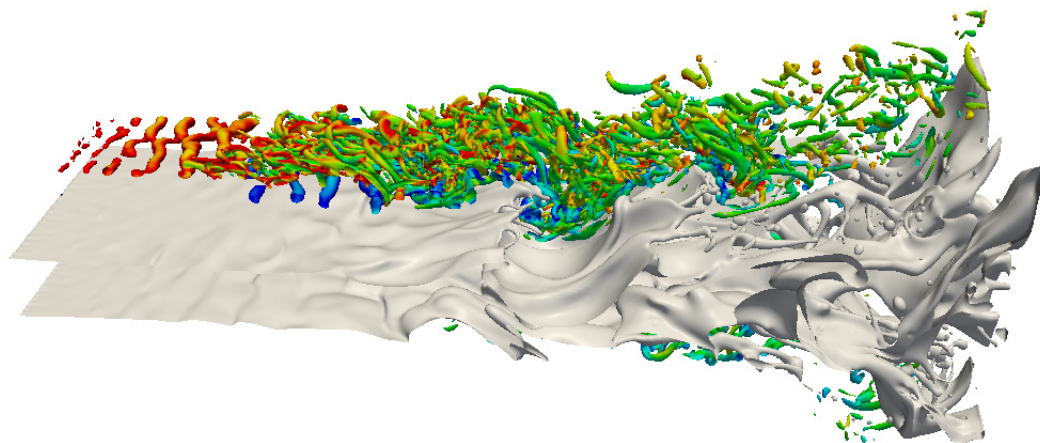
Des structures tourbillonnaires affleurant l'interface sont visibles sur la figure entre $3 < \frac{x}{H_1} < 4$.

Remarque sur les définitions - Conséquences de la tension superficielle Il est important de préciser à nouveau l'effet de la tension superficielle afin de comprendre l'origine des structures tourbillonnaires "internes", affleurant l'interface que nous venons d'évoquer, et surtout pour ne pas les confondre avec celles se développant dans les jets monophasiques.

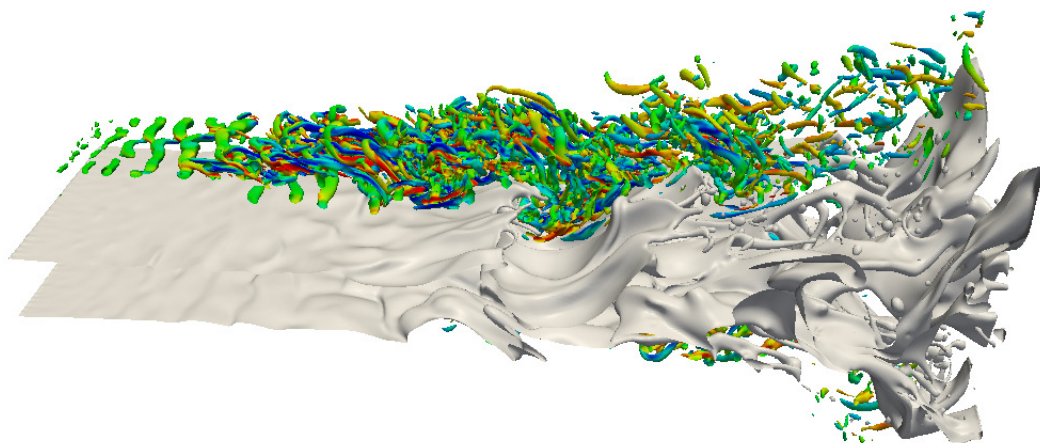
Dans le cas d'un jet coplanaire ou coaxial monophasique, se développent deux couches de mélange ("interne" et "externe") et deux cœurs potentiels (régions non envahies par la turbulence de la couche de mélange, irrotationnelles). Les auteurs s'intéressant au "champ proche" de ces configurations ont longuement étudié l'interaction ou son absence des deux couches de mélange, ainsi que leur influence sur la dynamique globale du jet (Dahm et *al.* [20], Rehab [109], Da Silva [98], Salvetti [112], Balarac [2]). La présence d'une interface, caractérisable par sa tension superficielle et ses relations de sauts, modifie considérablement la physique de tels jets. Le vocable et les définitions doivent être adaptés : on ne peut dans notre configuration parler d'une "couche de mélange interne diphasique", mais d'une "interface soumise à un cisaillement", donnant lieu à un "développement d'instabilité interfaciale primaire". Le "mélange" dans notre configuration



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.25 – "Configuration 2" de référence non-oscillante. Contour de l'interface liquide-gaz (en gris), et contour de critère $Q = 1.5(\frac{U_2}{H_1})^2$. Contours de critère Q colorés par ω_z ((a) et (b)), et ω_x (c).

est le résultat du processus d'"atomisation" du liquide vers la phase rapide, et non de l'agitation résultant de la vorticité et de la turbulence au sein d'une couche de mélange.

Il ne faut donc pas confondre les structures tourbillonnaires affleurant l'interface avec le résultat de ce que pourrait être une "couche de mélange interne". Ces structures affleurant l'interface sont des conséquences de la proximité de l'interface avec les structures de la couche de mélange monophasique externe. Cette interface pouvant être vue comme une "paroi solide" par la phase rapide, la proximité des structures intenses de la couche externe monophasique avec cette "paroi solide" provoque un confinement de la phase rapide, et induit un écoulement contra-rotatif. Ces structures affleurant l'interface n'ont pas de conséquence marquée sur la dynamique globale de la nappe.

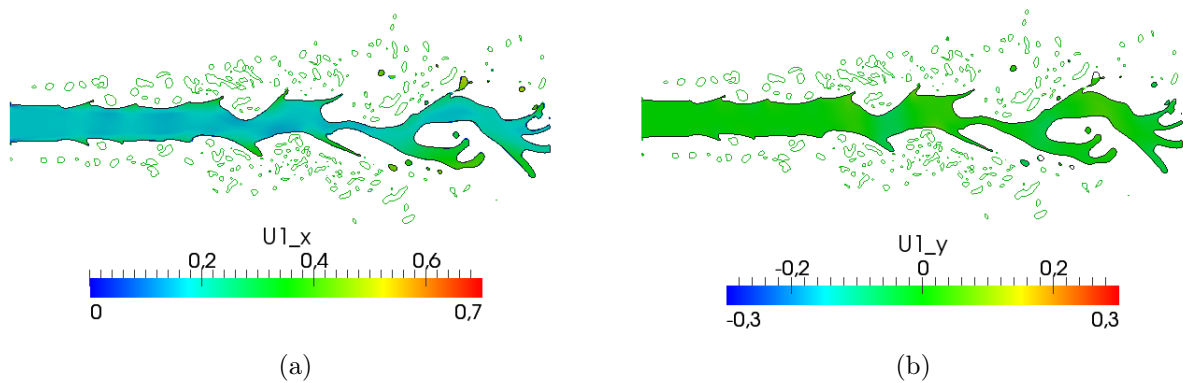


FIGURE 3.26 – Plan transverse coloré par la vitesse instantanée conditionnée par la phase liquide U_1 . Contours de l'interface en noir, et contours de critère $Q = 1.5(\frac{U_2}{H_1})^2$ en vert. Le liquide n'est plus sujet   une accélération de la part de la phase rapide.

La figure 3.26 illustre un plan transverse coloré par la vitesse liquide. Cette figure, lorsqu'elle est comparée à celle réalisée pour la "Configuration 1" (cf. 3.2), montre que la phase liquide n'est plus accélérée.

La caractérisation de l'état "oscillant" et "non-oscillant" n'est pas forcément aisée. Une première analyse visuelle permet de se "donner une idée", mais nous devons nous munir d'outils quantitatifs plus précis. Mansour et Chigier [85] caractérisent le passage de la "zone B"   la "zone C", passage des "ondes sinusoïdales" aux "ondes variqueuses", par l'élargissement du spectre des fréquences, l'augmentation du nombre de fréquences présentes dans le signal et une mauvaise répétabilité des mesures. Le paragraphe qui suit essaie de justifier le caractère non-oscillant de la présente configuration. Nous rappelons que ces "zone B" et "zone C" sont illustrées sur la figure 1.16 de l'état de l'art.

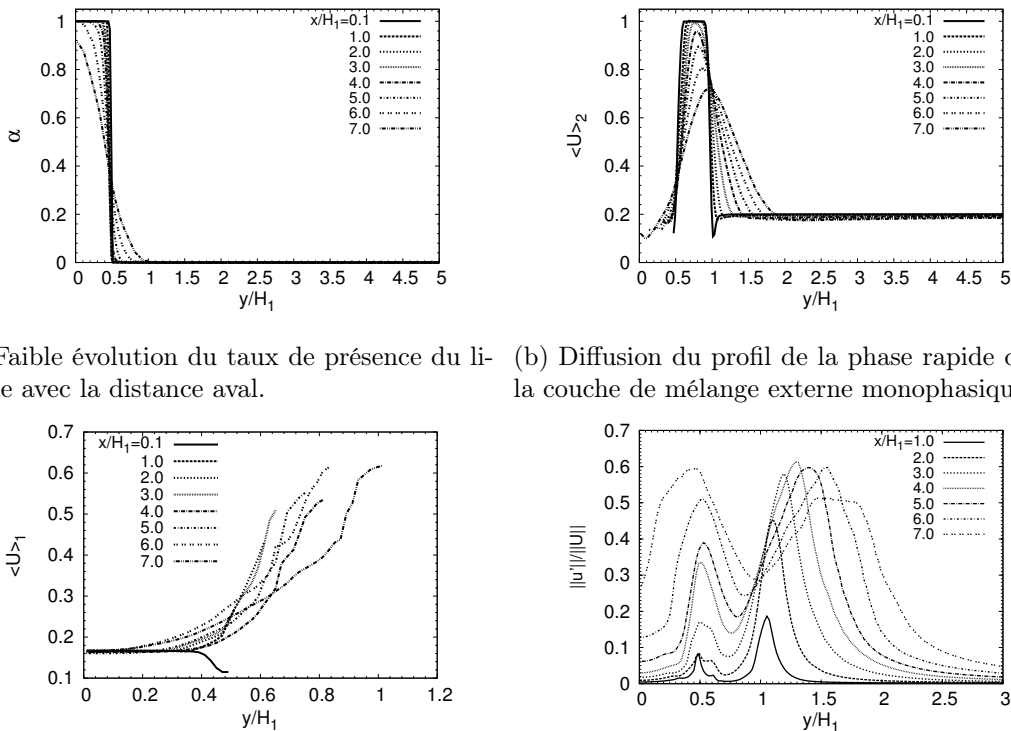
3.4.1.2 Quantités moyennes et caractérisation de la dynamique

Profils moyens Les profils de taux de présence liquide et de vitesse moyenne conditionnée par chacune des phases sont présentés sur la figure 3.27. La présence de la couche de mélange monophasique externe, dans laquelle les vitesses de la phase rapide sont diffusées, est bien visible sur les profils de vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ (cf. 3.27(b)). La diffusion des vitesses a lieu préférentiellement dans cette couche de mélange "externe" que dans la phase

liquide. Cette dissymétrie s'explique par le fait que la viscosité dynamique du liquide μ_1 est deux fois plus importante que celle du "coflow" externe μ_2 . La figure 3.27(d) illustrant les profils de taux de turbulence $\frac{\|u'\|}{\|U\|}$ traduit une dissipation turbulente importante puisque près de 50% de la vitesse moyenne est transformée en vitesse fluctuante. Cette figure illustre également la dissymétrie du phénomène de dissipation du profil de la phase rapide. Cette dissymétrie éloigne le maximum de vitesse de la phase rapide de l'interface.

Deux effets s'additionnent alors : la diffusion du profil de vitesse réduisant le maximum de vitesse du profil de la phase rapide, et le fait que cette diffusion se fasse de façon préférentielle dans le "coflow" externe, ce qui éloigne le maximum de vitesse du profil de l'interface. Ces deux effets provoquent la diminution du cisaillement imposé par la phase rapide à l'interface, par l'augmentation de la couche de vorticité $\delta\omega_2 = \frac{\Delta U}{\max(\frac{dU}{dy})} = \frac{U_2 - U_{interface}}{\max(\frac{dU}{dy})}$ (avec $U_{interface} \simeq U_{cDimotakis}$). La diminution de ce cisaillement interfacial ne permet plus l'accélération du liquide, comme le montre la figure 3.27(c), illustrant les profils de vitesse moyenne conditionnées par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. Puisque le liquide n'est quasiment pas accéléré, l'épaisseur de la nappe est donc très peu modifiée.

L'absence d'affinement de la nappe empêche le déplacement à grande échelle de celle-ci par la phase rapide. Cette quasi-absence de déstabilisation globale se traduit le long du plan central $\frac{y}{H_1} = 0$ par un coeur liquide environ trois fois plus long que dans la "**Configuration 1**", ce qui est illustré sur la figure 3.28.



(a) Faible évolution du taux de présence du liquide avec la distance aval.

(b) Diffusion du profil de la phase rapide dans la couche de mélange externe monophasique.

(c) Profils de $\langle U \rangle_1$ en fonction de la distance à l'injection : pas d'accélération notable du liquide.

(d) Diffusion turbulente importante dans la couche de mélange externe.

FIGURE 3.27 – Profils moyens de la configuration de référence non-oscillante.

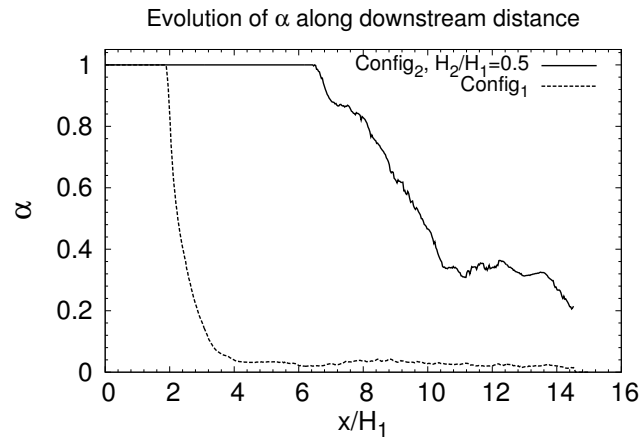


FIGURE 3.28 – Comparaison des taux de présence liquide $\alpha(x)$ le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$ pour les "Configuration 1" et "Configuration2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ". Le coeur liquide intact de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " est environ 3 fois plus élevé que celui de la "Configuration 1".

Analyse de la dynamique Nous venons de caractériser l'écoulement par ses aspects statistiques. Nous étudions maintenant ses aspects dynamiques. Deux dynamiques différentes sont en fait à analyser : celle de la couche de mélange externe monophasique et celle de la nappe liquide. La fréquence de passage f_{KH} des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe est mesurée au moyen d'une ligne de mesure située en $\frac{y}{H_1} = 1.0$. La fréquence de ces structures est :

$$f_{KH} = 1.2 \frac{U_2}{H_1} \quad (3.19)$$

Lorsque cette fréquence est adimensionnée par l'épaisseur de vorticité initiale du profil de la couche de mélange et par la vitesse convective $U_c = \frac{U_2 + U_3}{2}$, cette fréquence devient :

$$\frac{f_{KH}\theta_0}{U_c} = 0.038 \quad (3.20)$$

La figure 3.29 illustre cette fréquence adimensionnée en $\frac{x}{H_1} = 1.5$. Deux pics sont observables : $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.034$ et $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.038$. Les études théoriques de Michalke [95] prédisent une valeur de $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.033$; notre résultat est donc cohérent.

L'analyse de Décomposition en Modes Dynamique réalisée sur la fonction indicatrice de phase permet, lorsqu'elle est comparée à celle réalisée dans la "**Configuration 1**", de venir appuyer le caractère non-oscillant de la présente configuration. Les spectres issus de cette analyse réalisée sur le critère Q et sur la fonction indicatrice de phase sont comparés sur la figure 3.30. Bien qu'ils aient été réalisés sur un nombre restreint de clichés, ils montrent une fréquence bien marquée dans la "**Configuration 1**" correspondant au phénomène de battement de la nappe ainsi qu'une composante harmonique.

Il est plus difficile de mettre en évidence un phénomène oscillatoire caractéristique sur le spectre de l'analyse mené sur la "**Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$** ". Un mode semble toutefois ressortir, avec une fréquence de l'ordre de : $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.07$. La partie réelle du mode correspondant

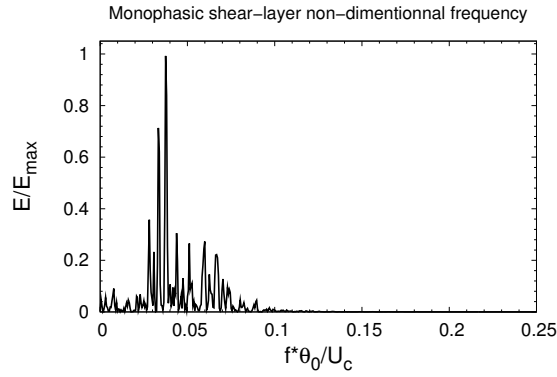
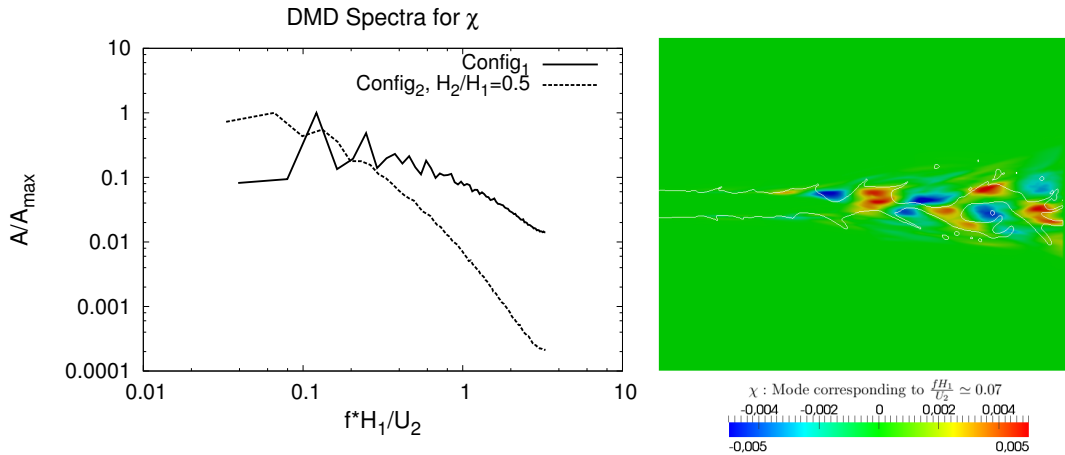


FIGURE 3.29 – Fréquence de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe monophasique, adimensionnée par l'épaisseur initiale de quantité de mouvement θ_0 et la vitesse convective $U_c = \frac{U_2+U_3}{2}$. Pics en $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.034$ et $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.038$.

à cette fréquence est présenté sur la figure 3.30(b). Ce mode correspond aux déstabilisations interfaciales les plus larges.



(a) Comparaison des spectres DMD pour $\chi(\mathbf{x}, t)$, pour les "Configuration 1" et "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ". (b) "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " : Partie réelle du mode correspondant à la fréquence $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.07$.

FIGURE 3.30 – Analyse DMD pour $\chi(\mathbf{x}, t)$ la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".

Enfin, l'amplification spatiale de la zone couverte par la phase liquide, définie comme la fonction $\delta(x)$ telle que $\alpha(x, \delta(x)) = 0,05$, montre sur la figure 3.31, un développement spatial environ trois fois moins large que celui observé dans la "**Configuration 1**".

Ces observations sur les quantités moyennes et dynamiques du présent écoulement nous permettent de le considérer comme non-oscillant, au regard de la "**Configuration 1**".

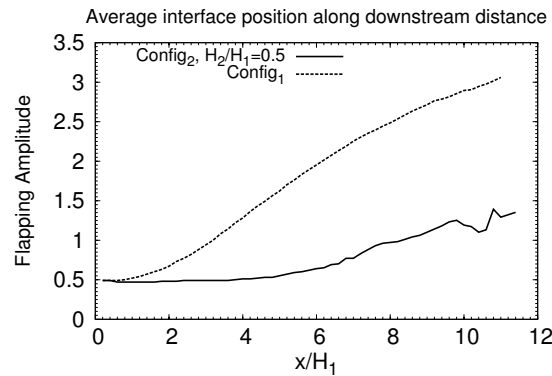


FIGURE 3.31 – Comparaison des enveloppes spatiales de la zone couverte par la phase liquide, pour les configurations "Configuration 1" et "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".

Bilan sur le passage de la "Configuration 1" à la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " Résumé des mécanismes menant à l'élimination du mécanisme de battement à grande échelle :

- Présence d'une couche de mélange "externe", monophasique.
- Diffusion du profil de la phase rapide dans cette couche de mélange, provoquant une diminution du maximum de vitesse de la phase rapide. Cette diffusion provoque également l'éloignement de ce maximum de vitesse de l'interface.
- Ces deux effets augmentent l'épaisseur de vortacité $\delta_{\omega_2} = \frac{\Delta U}{\max\left(\frac{dU}{dy}\right)}$ de la phase rapide se développant sur l'interface. La contrainte de cisaillement imposée par la phase rapide au liquide diminue.
- Le cisaillement perçu par la phase liquide étant moins important que dans la "Configuration 1", l'accélération du liquide est modérée, et par conséquent, l'affinement de la nappe l'est également.
- Les structures tourbillonnaires de la phase rapide ne disposent que d'une épaisseur limitée pour se créer, leur taille l'est donc également. Les déstabilisations imposées par ces structures à l'interface ont un effet modéré.
- L'épaisseur de la nappe peu modifiée, ainsi que les faibles déstabilisations produites par les structures tourbillonnaires ne permettent pas la déstabilisation globale de la nappe.

3.4.2 Effet de l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide

Nous venons de décrire une configuration d'écoulement "**Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$** " que nous considérons comme une configuration de référence non-oscillante. A partir de cette référence, deux paramètres d'injection sont modifiés pour retrouver une oscillation globale de la nappe. Nous détaillons dans cette sous-section l'effet de l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide H_2 .

Dans cette sous-section, l'épaisseur de la phase rapide est donc :

$$\frac{H_2}{H_1} = 1.5 \quad (3.21)$$

au lieu de $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ pour la configuration de référence "non-oscillante". Les figures se réfèrent à cette présente configuration par la légende "**Configuration 2** - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". Tous les autres paramètres, ainsi que l'épaisseur de couche limite δ_2 , sont inchangés par rapport à la référence non-oscillante, et sont donc égaux à ceux présentés dans le tableau 2.1.

3.4.2.1 Description globale de l'écoulement

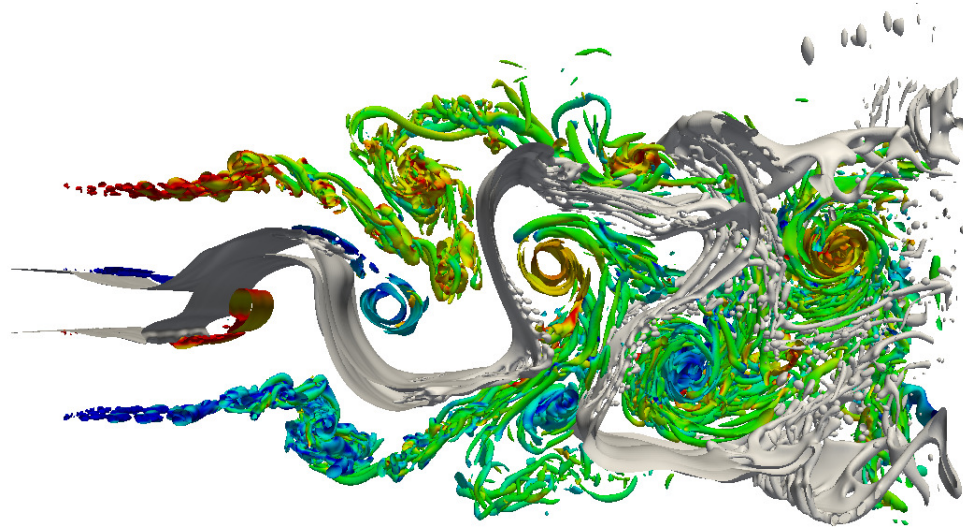
L'allure générale de l'écoulement résultant de cette configuration est présentée sur la figure 3.32. La modification réalisée sur l'épaisseur de la phase rapide entraîne un changement important sur la dynamique de la nappe, qui retrouve alors un mouvement d'oscillation globale comparable à celui observé dans la "**Configuration 1**". Les tourbillons de la couche de mélange monophasique sont toujours observables, la couche de mélange externe monophasique n'ayant pas été modifiée. Nous observons à nouveau une instabilité interfaciale primaire, derrière laquelle se forment des structures tourbillonnaires par décollement de couche limite de la phase rapide, ainsi qu'un affinement de la nappe et sa brisure en ligaments.

3.4.2.2 Quantités moyennes et caractéristiques dynamiques

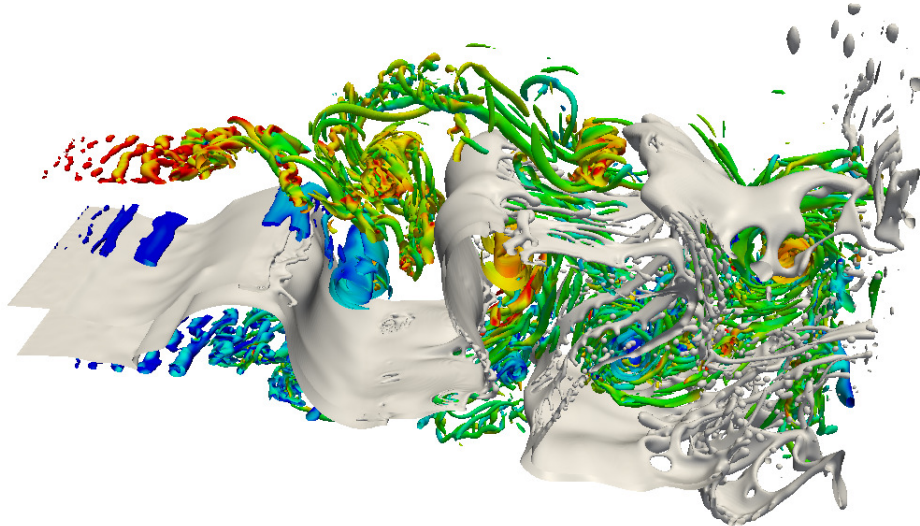
Profils moyens Les profils moyens sont présentés figure 3.33. Le profil de vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ montre sur la figure 3.32(c) comme précédemment le processus de mélange dans la couche externe monophasique, avec la diffusion du profil vers le "coflow". L'épaisseur de la phase rapide étant cette fois importante, cette diffusion dans la couche externe a peu d'impact sur le maximum de vitesse du profil, et sur son décalage vers l'extérieur du plan central. L'épaisseur de vorticité se développant dans la phase rapide du côté de l'interface $\delta_{\omega_2}(x) = \frac{U_2 - U_{interface}(x)}{\max(\frac{dU_2}{dy})}$ à l'interface est donc peu altérée par cette diffusion, et le cisaillement de la phase rapide permet alors une accélération importante du liquide, bien visible sur la figure 3.32(b). Cette accélération induit un affinement de la nappe liquide, qui se met à battre. Le battement de la nappe se traduit sur la figure 3.32(a) par l'élargissement de la zone atteinte par le liquide.

La figure 3.33(c) illustrant le profil de vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ montre que celui-ci envahit le plan central à partir de $\frac{x}{H_1} \simeq 5.0$. Ce phénomène s'explique par le fait que les structures tourbillonnaires de la couche de mélange monophasique externe entrent elles-mêmes en interaction avec le battement global de la nappe. La figure 3.34 illustre en effet que ces structures de la couche de mélange monophasique se trouvent "bloquées" par un maximum d'amplitude de la nappe, et forment alors une large structure tourbillonnaire. Le sens de rotation de celle-ci est opposé à celui de la structure tourbillonnaire provoquée par le décollement de la phase rapide en aval d'une vague interfaciale. Ce couple de cellules contra-rotatives dirige la phase rapide vers le plan central.

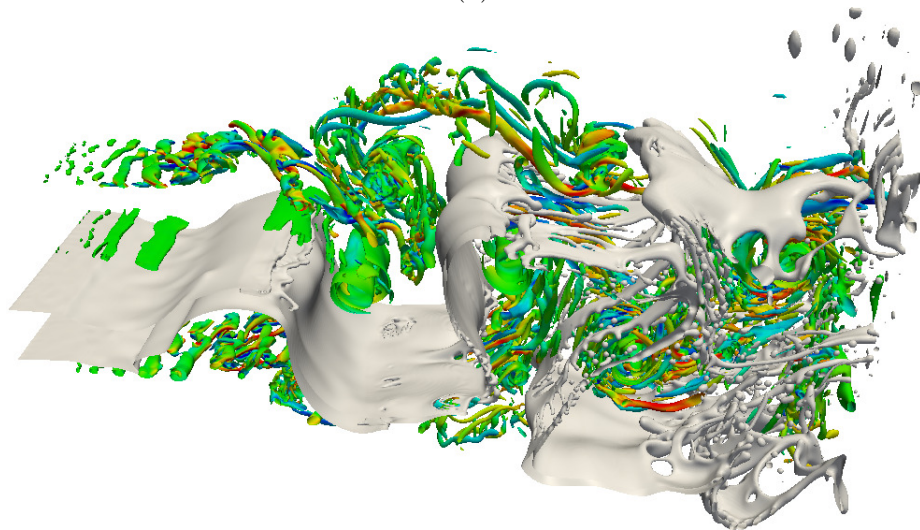
L'amplification spatiale de la zone couverte par le liquide se trouve largement augmentée par rapport à la référence non oscillante, comme le montre la figure 3.35. Il est intéressant de noter



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.32 – Contour de l'interface (en gris), et contours de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$. Contours de critère Q colorés par ω_z ((a) et (b)), et ω_x (c).

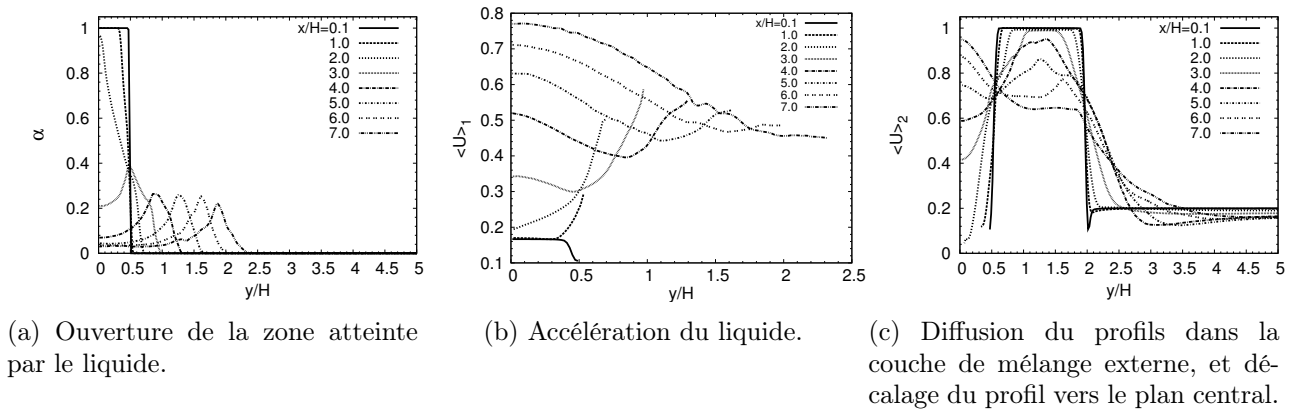


FIGURE 3.33 – (a) : Profils de taux de présence moyen de la fonction indicatrice de phase χ ; (b) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide; (c) : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide.

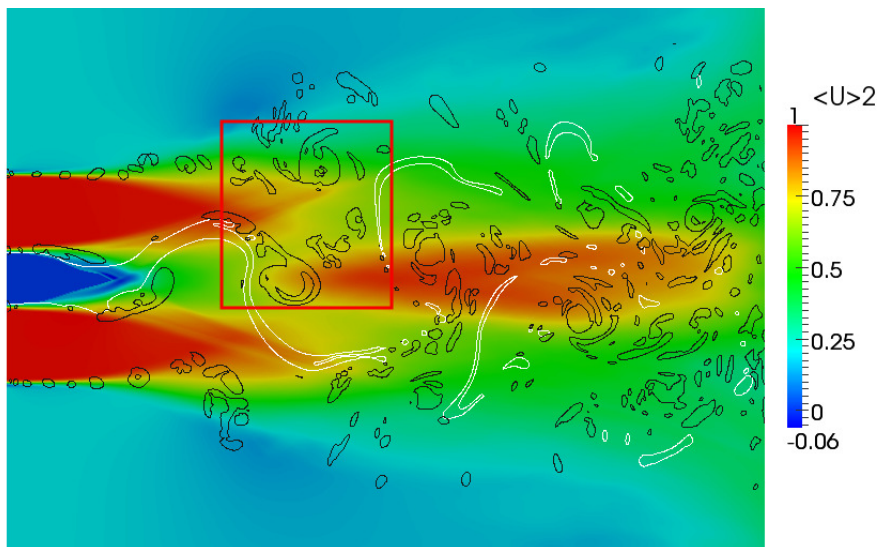


FIGURE 3.34 – Plan transverse coloré par la vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ pour la "Configuration₂ $\frac{x}{H_1} = 1.5$ ". Illustration du couple de cellules contra-rotatives formé par la recirculation en aval d'un maximum d'amplitude, et l'interaction de la couche de mélange monophasique avec le maximum d'amplitude suivant. La phase rapide est déviée vers le plan central.

que l'amplification spatiale observée ici est rigoureusement identique à celle obtenue dans l'étude de la "Configuration 1".

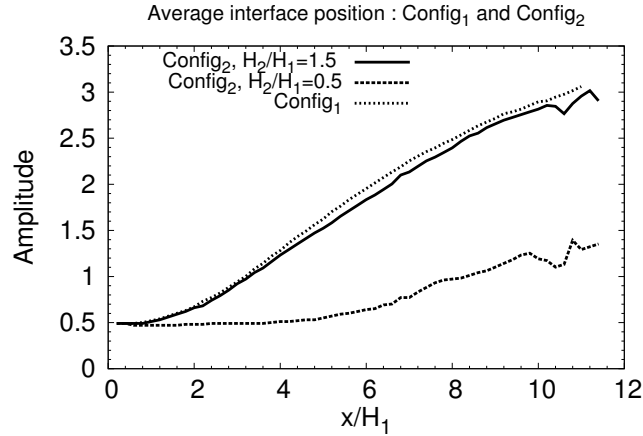


FIGURE 3.35 – Comparaison des enveloppes spatiales du phénomène de battement de la nappe liquide entre les "Configurations 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ et $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ (référence non-oscillante). Comparaison avec la "Configuration 1".

Analyse fréquentielle Les spectres de fréquence obtenus après FFT des signaux temporels de $\chi(x, t)$ et du critère Q en $\frac{y}{H_1} = 0$ sont présentés sur la figure 3.36. Une fréquence marquée ressort de cette analyse, que l'on attribue au double de la fréquence de battement global de la nappe, pour la raison expliquée en 3.2.3.2. Un point notable est que la fréquence de l'oscillation globale de cette configuration d'écoulement est trouvée identique à celle de la "Configuration 1" ($\frac{f_{flapp} H_1}{U_2} = 0.113$).

La parfaite cohérence des fréquences et des amplifications spatiales de l'oscillation globale de la nappe entre les "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ et "Configuration 1" ne signifie pas que ces quantités ne sont pas variables avec H_2 , mais qu'il semble exister un seuil à partir duquel celles-ci ne sont plus sensibles à H_2 . Cette remarque est intéressante, car certains auteurs ont fait part de l'importance de H_2 dans leur proposition de loi d'évolution de fréquence ou définition de nombre de Strouhal (voir tableau 1.1 de l'état de l'art).

Dynamic Mode Decomposition Les spectres issus de l'analyse de Décomposition de Modes Dynamique réalisée sur le critère Q et sur la fonction indicatrice de phase sont présentés sur la figure 3.38. Ils soulignent bien la fréquence claire que nous venons d'identifier, avec un pic proche de $\frac{f H_1}{U_2} \simeq 0.1$ pour les deux quantités. Notons que, n'ayant pas modifié la couche de mélange externe monophasique par rapport à la référence non-oscillante décrite en 3.4.1, nous pouvons également observer une fréquence proche de $\frac{f H_1}{U_2} \simeq 1.0$ sur le spectre du critère Q , correspondant à la fréquence de passage des structures cohérentes de cette couche de mélange externe.

Les parties réelles des modes correspondant à la fréquence proche de $\frac{f H_1}{U_2} \simeq 0.1$ pour la fonction indicatrice de phase et pour le critère Q , ainsi que du mode correspondant à la fréquence proche de $\frac{f H_1}{U_2} \simeq 1.0$ pour le critère Q sont présentés sur la figure 3.39. Cette analyse réalisée sur

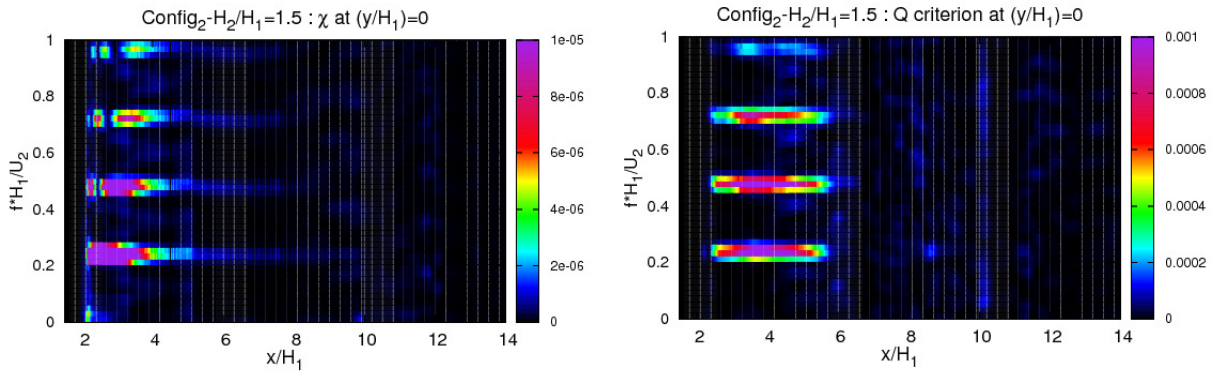


FIGURE 3.36 – "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " : Spectrogrammes effectués sur la fonction indicatrice de phase et sur le critère Q en $\frac{y}{H_1} = 0$. Une fréquence est clairement identifiable ($f = 0.226 \frac{U_2}{H_1}$), ainsi que ses harmoniques.

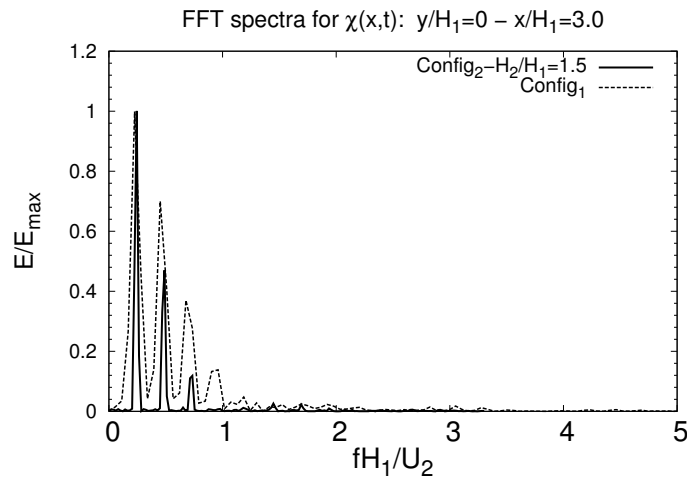


FIGURE 3.37 – "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " : Spectres de fréquence après FFT des signaux de $\chi(x, t)$ et de $Q(x, t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0$ et $\frac{x}{H_1} = 3.0$. La fréquence de battement de la nappe est trouvée identique à celle de la "Configuration 1" ($2f_{flapp} = 0.226 \frac{U_2}{H_1}$).

$\chi(\mathbf{x}, t)$ (cf. 3.39(a)) illustre bien le phénomène de battement de la nappe. L'analyse réalisée sur le critère Q permet de mettre en évidence le changement de dynamique ayant lieu dans la couche de mélange monophasique. Les structures cohérentes ont une fréquence proches de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 1.0$ pour les premiers $\frac{x}{H}$ (cf. 3.39(b)) ce qui correspond aux structures tourbillonnaires issues de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Plus en aval, une fréquence proche de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$ domine (cf. 3.39(c)), une fois que la nappe impose sa dynamique à la couche de mélange externe.

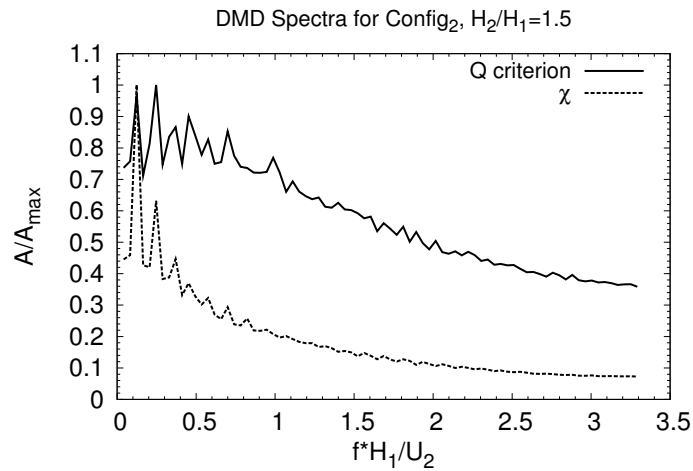


FIGURE 3.38 – Spectres issus de l'analyse DMD réalisée sur le critère Q et sur la Level-Set pour la "Configuration $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ".

Bilan sur le passage de la "Configuration 2" : $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ à $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$: Nous résumons ici l'ensemble des mécanismes ayant provoqué l'oscillation globale de la nappe à partir d'une configuration initialement non-oscillante.

- L'augmentation de l'épaisseur de la phase rapide H_2 permet de réduire l'impact de la diffusion de ce profil dans la couche de mélange externe sur le maximum de vitesse de ce profil, ainsi que sur son décalage par rapport à l'interface.
- L'épaisseur de vortacité $\delta_{\omega_2} = \frac{\Delta U}{\max(\frac{dU}{dy})}$ est suffisante pour permettre une accélération de la phase liquide, et donc l'affinement de la nappe.
- Les larges structures tourbillonnaires pouvant se créer, et la nappe devenue fine, permettent une déstabilisation globale des deux interfaces en phase.
- Un couple de cellules contra-rotatives se forme, "confinant" la phase rapide sur l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$.

3.4.3 Effet de l'augmentation du rapport des vitesses

Nous venons de voir que l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide H_2 à partir d'une configuration non-oscillante permet de retrouver une dynamique de battement de la nappe. Nous

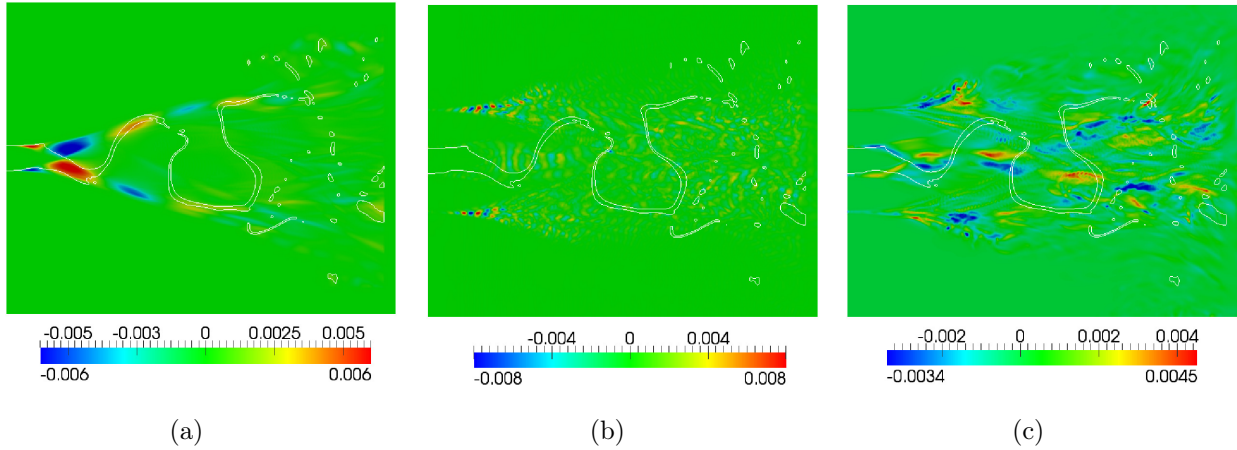


FIGURE 3.39 – Partie réelle des modes principaux dans la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ". Superposition d'un contour instantané de Level-Set (en blanc). Mode correspondant à la fréquence principale proche $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$ pour $\chi(\mathbf{x})$ (a) et pour le critère Q (c). Mode correspondant à la fréquence proche de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 1.0$ pour le critère Q (b).

études dans cette section l'effet de l'augmentation du rapport des vitesses $\frac{U_2}{U_1}$ à partir de la référence non-oscillante. Dans cette section, tous les paramètres sont égaux à ceux de la référence non-oscillante décrite en 3.4.1, excepté le rapport des vitesses qui est fixé à :

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{0.1} = 10 \quad (3.22)$$

au lieu de $\frac{U_2}{U_1} = 6$ pour la configuration de référence "non-oscillante". Nous rappelons que l'épaisseur de phase rapide H_2 est :

$$\frac{H_2}{H_1} = 0.5 \quad (3.23)$$

Les figures se réfèrent à cette configuration par la légende "**Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$** "

3.4.3.1 Description globale de l'écoulement

L'aspect général de l'écoulement issu de cette nouvelle configuration est illustré sur la figure 3.40, et présente une dynamique de battement de la nappe à grande échelle. Ce battement à grande échelle est toutefois un peu différent de celui décrit en 3.2 ou 3.4.2 puisque, si les structures cohérentes de la couche de mélange externe sont toujours présentes, il est plus difficile ici de mettre en évidence de larges structures tourbillonnaires le long de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$. Cette absence de larges structures peut s'expliquer par le fait que la quantité de courant rapide disponible est tout simplement insuffisante pour une création de structures tourbillonnaires massives. La seconde différence avec les cas précédemment décrits est une brisure ligamentaire nettement plus importante.

3.4.3.2 Quantités moyennes caractéristiques dynamiques

Profils moyens Les profils de vitesse moyenne conditionnés par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ montrent (cf. 3.41(c)) une diffusion dans la couche de mélange monophasique. Toutefois, le différentiel de

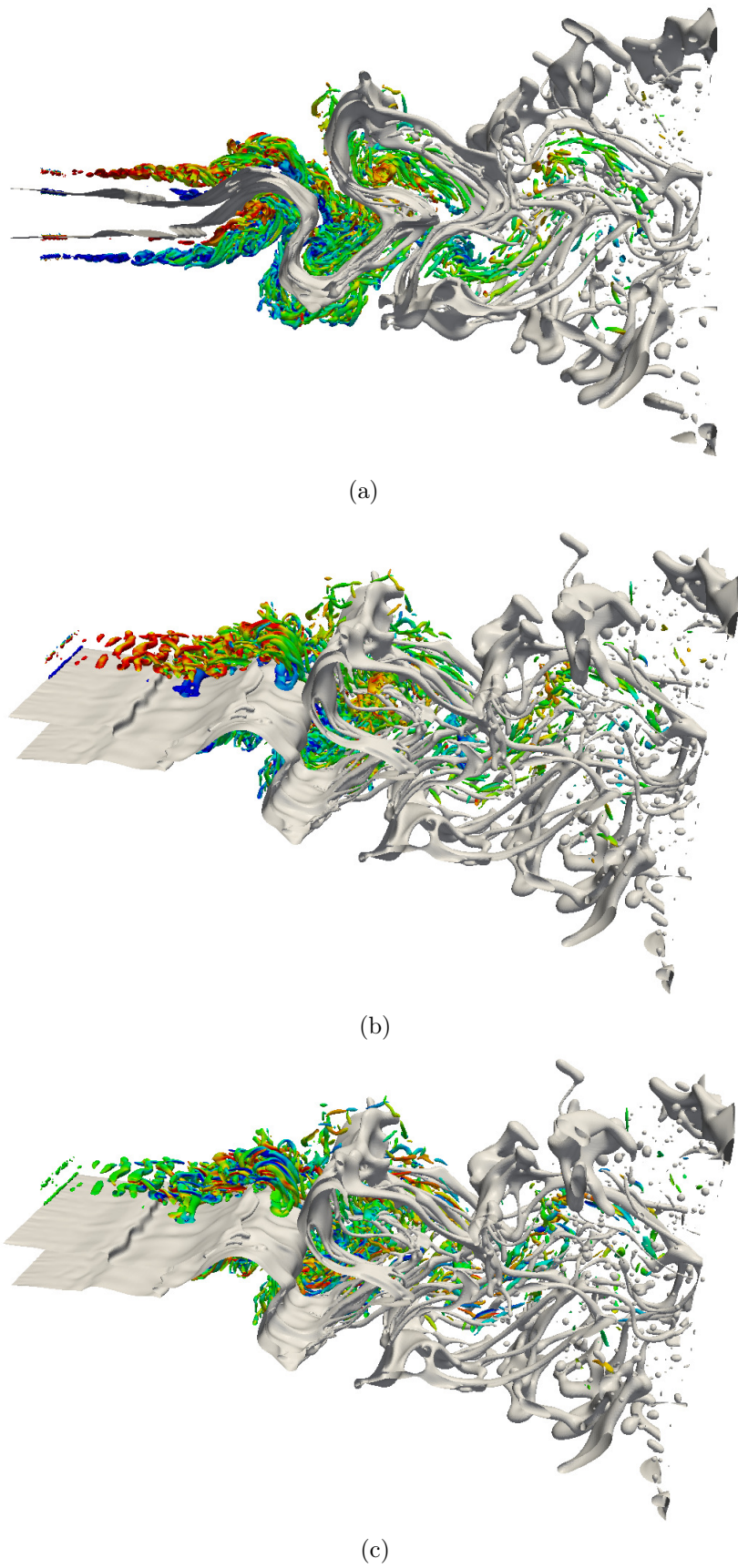


FIGURE 3.40 – Augmentation du rapport des vitesses : Contour de l'interface (en gris), et contour de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par ω_z ((a) et (b)) et ω_x (c).

vitesse entre les deux phases conduit tout de même à un entraînement du liquide, ce que montrent les profils de vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ (cf. 3.41(b)). Cette accélération conduit la nappe à s'affiner, ce qui permet alors le battement. Le battement se traduit par l'élargissement de la zone atteinte par le liquide (cf. 3.41(a)). Le profil de vitesse de la phase rapide 3.41(b) fait également ressortir le phénomène de déviation de la phase rapide vers le plan central que nous avons évoqué dans la partie 3.4.2.

Cette simulation permet d'apporter une explication phénoménologique (l'amincissement de la nappe) aux observations de Mansour et Chigier [85], qui constatent la transition d'un état "variqueux" à un état "sinusoïdal" en diminuant la vitesse liquide à vitesse gaz constante.

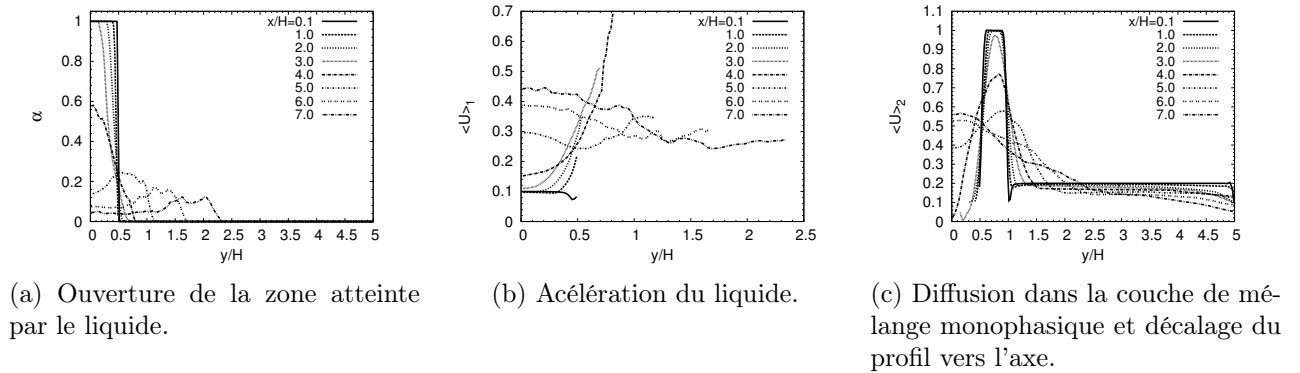


FIGURE 3.41 – Profils de : (a) taux de présence moyen de la phase liquide ; (b) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide ; (c) : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide.

Analyse Fréquentielle Le spectrogramme réalisé sur la Level-Set en $\frac{y}{H_1} = 0$ est présenté sur la figure 3.42. Dans cette configuration d'écoulement, le battement global de la nappe n'est pas décelable en tous les points de l'axe $\frac{y}{H_1} = 0$, mais uniquement à partir de $\frac{x}{H_1} = 3.0$. A partir de cette position, une fréquence marquée $\frac{fH_1}{U_2} = 0.275$ apparaît dans les spectres de fréquence. Pour la raison expliquée en 3.2.3.2, nous associons cette fréquence au double de la fréquence d'oscillation globale de la nappe f_{flapp} . Ainsi,

$$f_{flapp} = 0.135 \frac{U_2}{H_1} \quad (3.24)$$

Nous voyons ici que M défini comme $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ n'est sans doute pas le paramètre le plus adéquat, ou est du moins insuffisant, pour prédire la fréquence de battement global de la nappe. La fréquence d'oscillation de la "Configuration 1" est de $f_{flapp} = 0.113 \frac{U_2}{H_1}$ pour $M = 3.6$, et dans le cas présent, la fréquence d'oscillation est de $f_{flapp} = 0.135 \frac{U_2}{H_1}$ pour $M = 10$. Deux valeurs différentes de M peuvent ainsi conduire à des fréquences de battement global très proches.

Nous ne nous intéressons pas dans ce travail aux mécanismes de brisure de la nappe, mais il est tout de même notable que si la présente configuration est comparée à celle de la partie 3.2, deux nappes planes peuvent alors avoir des fréquences d'oscillation très proches ($f = 0.113 \frac{U_2}{H_1}$ et $f = 0.135 \frac{U_2}{H_1}$), mais des morphologies très différentes du point de vue ligamentaire. La nappe de

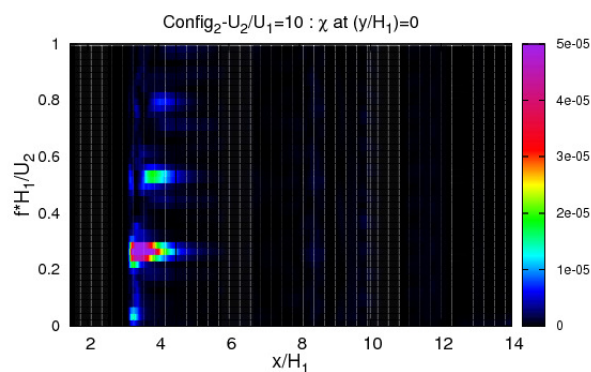


FIGURE 3.42 – Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase en $\frac{y}{H_1} = 0$. Fréquence : $f = 0.27 \frac{U_2}{H_1}$.

la présente configuration se brise en effet avec de plus nombreux ligaments que celle décrite en 3.2.

Dynamic Mode Decomposition Les spectres obtenus après Décomposition en Modes Dynamique effectuée sur la fonction indicatrice de phase et sur le critère Q sont présentés sur la figure 3.43. Ils mettent bien en évidence le phénomène de battement global de la nappe lorsque l'analyse est menée sur la fonction indicatrice de phase $\chi(\mathbf{x}, t)$, avec une fréquence proche de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 0.1$. Cette fréquence n'est cependant pas vraiment retrouvée sur le spectre du critère Q . Ce dernier spectre met par contre bien en avant les structures cohérentes se développant dans la couche de mélange monophasique, avec le pic proche de $\frac{fH_1}{U_2} \simeq 1.0$. Les parties réelles des modes associés à ces fréquences sont présentées sur la figure 3.44.

Notons que ce dernier spectre ne fait pas particulièrement ressortir de mode à la fréquence du battement de la nappe. Cela traduit l'absence de structures cohérentes ayant la dynamique de la nappe. La visualisation du mode correspondant à la fréquence d'oscillation globale sur le critère Q ne traduit pas de phénomène localisé (cf. 3.44(c)). Une possible explication est la suivante : l'épaisseur de phase rapide H_2 étant relativement faible par rapport à la taille qu'atteint la couche de mélange monophasique, l'écoulement subissant un décollement tourbillonnaire en aval des maximums d'amplitude de l'oscillation globale, est composé majoritairement des structures largement tridimensionnelles de la couche de mélange monophasique. Cette forte tridimensionalisation ne permet pas l'identification de structures cohérentes bien définies. Il n'en reste pas moins que l'écoulement en aval des maximums d'amplitude provoque une dépression, comme le montre la figure 3.45.

Bilan sur le passage $\frac{U_2}{U_1} = 6$ à $\frac{U_2}{U_1} = 10$ Nous résumons ici l'ensemble des mécanismes ayant provoqués l'oscillation globale de la nappe à partir d'une configuration initialement non-oscillante, par l'augmentation du rapport des vitesses.

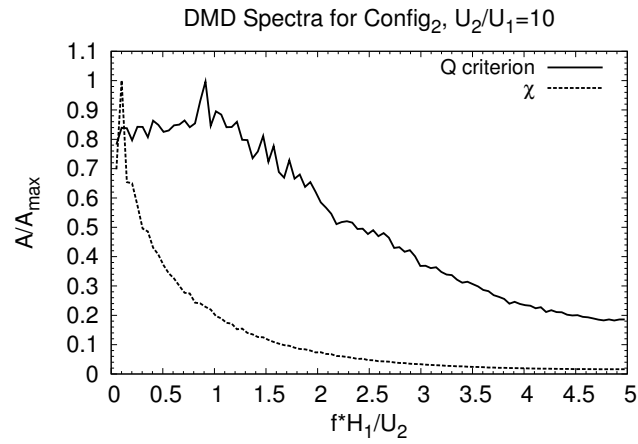


FIGURE 3.43 – Spectres issus de l'analyse DMD sur χ et sur le critère Q

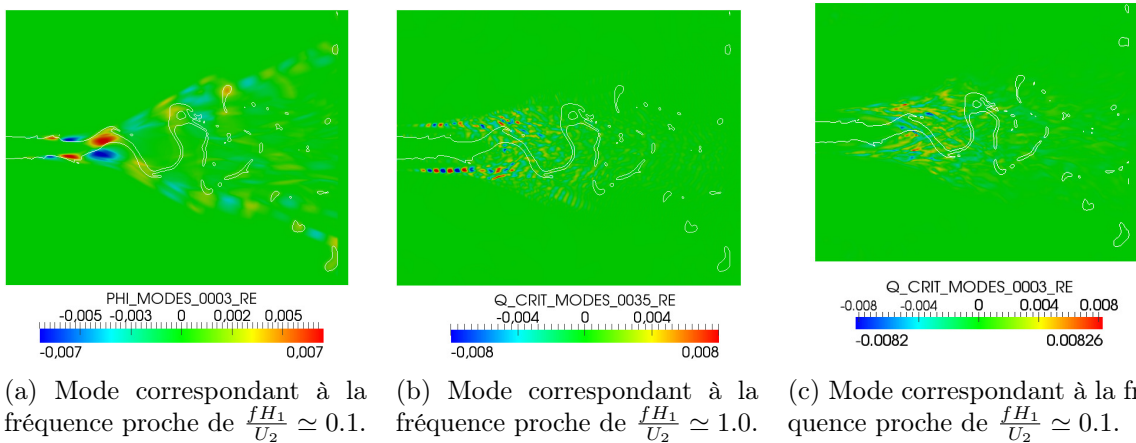


FIGURE 3.44 – Partie réelle des modes principaux dans la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ " et superposition d'un contour instantané d'interface : Mode correspondant à la fréquence principale proche 0.1 pour $\chi(\mathbf{x}, t)$ (a) et le critère Q (c). Mode correspondant à la fréquence principale proche de 1.0 pour le critère Q (b).

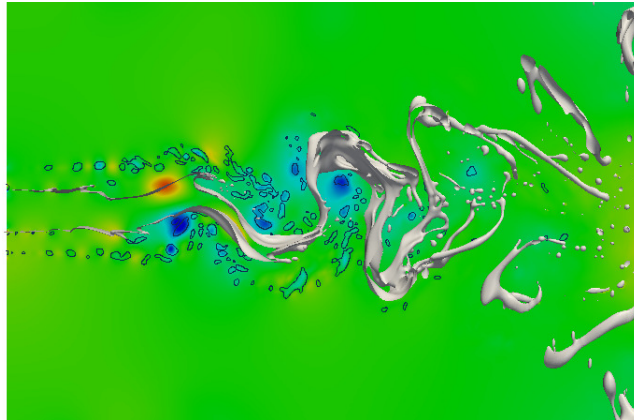


FIGURE 3.45 – Contour instantané d’interface et plan transverse coloré par le champ de pression, ainsi que contours de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1}\right)^2$. S’il est difficile de mettre en évidence de nettes structures cohérentes, des zones de dépression sont bien présentes à l’aval des amplitudes maximales.

- L’augmentation du rapport de vitesse induit une augmentation du cisaillement interfacial.
- Bien que le profil de la phase rapide se diffuse dans la couche de mélange externe monophasique, le différentiel des deux vitesses reste suffisant pour permettre cette accélération du liquide.
- L’écoulement sujet aux phénomènes de décollement en aval des maximums d’amplitude de l’oscillation globale est majoritairement tridimensionnel, et ne permet pas la création de structures réellement cohérentes. Des zones de dépression sont tout de même observables en aval de ces maximums d’amplitude, entretenant l’oscillation globale de la nappe.

3.5 Conclusions et Perspectives

La première partie de ce travail permet une compréhension des mécanismes menant à la déstabilisation globale d’une nappe plane cisailée de part et d’autre par une phase rapide : une instabilité interfaciale primaire se développe, derrière laquelle se produit un décollement de la couche limite de la phase rapide. La nappe liquide est accélérée par le cisaillement que lui impose la phase rapide. La conservation du débit liquide impose alors à la nappe de s’affiner. Cet affinement favorise la déstabilisation globale de la nappe, par la réduction de la masse locale à déplacer. Le couplage entre cet affinement, la dépression d’un côté de la nappe causée par la recirculation en aval d’une instabilité interfaciale primaire, et l’interaction de la phase rapide avec la nappe induisant une surpression de l’autre côté, provoque l’oscillation globale de la nappe. Il ne s’agit pas d’une onde, mais d’un phénomène d’advection du liquide le long du plan central.

Nous avons essayé de confronter dans la mesure du possible, et avec le recul qui s’impose compte-tenu des conditions de la simulation, nos résultats avec les propositions existantes dans la littérature. Les lois d’échelle adimensionnelles établies dans les cas eau/air ou kérosène/air décrivent mal notre dynamique. L’effet du rapport des densités doit être étudié plus en détail,

notamment pour une transcription de ces lois adimensionnelles à la physique des écoulements ayant lieu dans les chambres de combustion.

Nous avons étudié l'influence de la taille de couche limite de la phase rapide sur la dynamique de la nappe. Des comportements linéaires de la fréquence et de l'amplification spatiale avec δ_2 sont mis en évidence. La vitesse convective de la nappe liquide soumise au phénomène de battement n'est pas modifiée, et correspond environ au double de la prévision théorique faite par Dimotakis [28] pour la fréquence de passage des structures tourbillonnaires d'une couche de mélange monophasique. Nous mettons en évidence une quantité caractéristique des simulations réalisées : la quantité $\frac{f_{flapp} L_{core}}{U_{c_{air}}}$, définissant un nombre de Strouhal, est à peu près constante.

Le contrôle passif de l'oscillation globale de la nappe par les paramètres d'injection a été étudié. Le contrôle du battement global est possible grâce au contrôle de l'affinement de la nappe, c'est-à-dire au contrôle du cisaillement imposé par la phase rapide à la nappe liquide. Deux paramètres d'injection permettent de déclencher l'oscillation globale de la nappe à partir d'une configuration non oscillante : l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide et du rapport de vitesse entre les phases.

Le rapport des pressions dynamiques $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ ne semble pas le paramètre le plus adéquat pour caractériser le phénomène de battement global de la nappe. Pour deux valeurs de M égales, les dynamiques peuvent être très différentes, selon l'épaisseur de phase rapide.

Nous n'avons pas étudié dans ce travail les mécanismes de brisure de la nappe, et les paramètres influant sur ce phénomène. Si une meilleure compréhension des mécanismes menant à l'oscillation globale d'une nappe est un premier pas, des travaux pourraient être réalisés sur ces problématiques, même à rapport de densité modéré, avec une attention particulière portée à la convergence en maillage.

Chapitre 4

Etude des jets coaxiaux diphasiques

Physics is mathematical not because we know so much about the physical world, but because we know so little : it is only its mathematical properties that we can discover.

BERTRAND RUSSELL

Sommaire

4.1	Résumé du chapitre	130
4.2	Introduction et Motivations	131
4.3	Retour sur l'étude de convergence en maillage	131
4.4	Comparaison des cas plans et coaxiaux	133
4.4.1	Effet de l'ajout d'un rayon du courbure	133
4.4.2	Comparaison de l'aspect général des jets coplanaires et coaxiaux	134
4.4.3	Comparaison des champs moyens	134
4.4.4	Comparaison de fréquences des jets plans et coaxiaux	138
4.5	Analyse d'une configuration coaxiale de référence	140
4.5.1	Aspect global de l'écoulement de référence	141
4.5.2	Analyse statistique	141
4.5.3	Analyse dynamique - retour sur les outils de mesure	144
4.5.4	Analyse de la dynamique du cas de référence	145
4.6	Influence des paramètres d'injection sur la dynamique	150
4.6.1	Influence de δ_2	152
4.6.2	Effet du rapport des vitesses	153
4.6.3	Effet du rapport des flux de quantité de mouvement M	155
4.6.4	Effet du rapport des masses volumiques	159
4.7	Contrôle passif et actif du battement du jet	160
4.7.1	Déclenchement du battement par l'augmentation de δ_1	160
4.7.2	Déclenchement du battement avec un forçage sinusoïdal	162
4.7.3	Blocage du battement par l'augmentation de H_2	165
4.7.4	Conclusions sur le contrôle du battement	168
4.8	Conclusions sur la géométrie coaxiale	169

4.1 Résumé du chapitre

Ce chapitre s'organise en quatre parties. La première partie est une transposition des quatre configurations de nappe liquide plane étudiées dans le chapitre précédent en des configurations coaxiales. La deuxième partie est l'étude d'une configuration coaxiale de référence. La troisième partie étudie l'influence de certains paramètres d'injection sur la dynamique de battement du jet, ainsi que sur son état visuel d'atomisation. Enfin, la dernière partie décrit le contrôle passif et actif du phénomène de battement du jet coaxial.

Comparaison des configurations planes et axiales Dans cette partie, la nappe liquide plane d'épaisseur H_1 unitaire est remplacée par un jet liquide axisymétrique de diamètre D_1 unitaire. Nous notons qu'il n'existe presque plus de battement du jet à grande échelle en géométrie coaxiale. Le rayon du jet coaxial induit une force de tension superficielle supplémentaire par rapport à la géométrie plane, modérant ainsi les déstabilisations interfaciales. L'accélération de la phase liquide sous l'effet du cisaillement de la phase rapide est ainsi réduite par rapport au cas plan. L'absence de battement global du jet ne permet de comparer que les fréquences des vagues interfaciales. Cette étude comparative montre qu'il existe plusieurs signatures fréquentielles pour les déstabilisations interfaciales du jet coaxial, contrairement à ce qui est observé en géométrie plane.

Analyse d'une configuration coaxiale de référence Dans le but de mener des analyses de sensibilité, une configuration d'écoulement présentant à la fois des déstabilisations interfaciales, et un phénomène de battement est définie. Des méthodes de mesure spécifiques à chacun des phénomènes sont mises en place afin de les distinguer dans les analyses fréquentielles. Il est observé que le phénomène de battement semble résulter de l'appariement de deux vagues issues de l'instabilité interfaciale. Un phénomène d'accélération du liquide lors de cet appariement est observé, dont la valeur est légèrement plus faible que celle de l'accélération notée dans le cas plan.

Etude de sensibilité Une étude de sensibilité à certains paramètres d'injection est réalisée à partir de cette configuration de référence. L'effet de la taille de couche limite de la phase rapide δ_2 est étudiée. La fréquence de battement du jet semble évoluer de façon linéaire avec δ_2 . L'augmentation du rapport des vitesses $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ provoque l'apparition d'une zone de recirculation proche de l'injection. Cette recirculation induit une augmentation de l'amplitude de battement du jet. Nous mettons en évidence que $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ n'est pas caractéristique du battement du jet, pas plus que de l'état visuel d'atomisation du jet. Cet état d'atomisation semble plus dépendre des nombres de Weber et de Reynolds pouvant décrire la phase rapide.

Contrôle du battement global du jet coaxial Le contrôle passif et actif du battement du jet à grande échelle du jet est étudié. L'augmentation de rapport de vitesse et l'apparition d'une zone de recirculation est un premier moyen de favoriser l'appariement des vagues interfaciales donc le battement du jet. Un deuxième moyen de favoriser le battement est l'augmentation de l'épaisseur de couche limite liquide δ_1 . Enfin, un contrôle actif par un forçage sinusoïdal de faible amplitude sur la vitesse liquide U_1 peut induire un battement d'une amplitude importante. L'atténuation de la dynamique de battement peut être réalisée par l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide H_2 . Cette augmentation d'épaisseur de phase rapide semble induire un "confinement" du jet.

4.2 Introduction et Motivations

Le précédent chapitre a été consacré à l'étude de nappes liquides planes cisillées de part et d'autre par une phase rapide. L'intérêt de ces configurations d'écoulement est la compréhension des mécanismes de base menant à la déstabilisation d'un jet liquide. Il existe certains types d'injecteurs industriels ayant une géométrie assez proche de la nappe plane : la nappe annulaire cisillée de part et d'autre. Dans les moteurs-fusées, l'injection est réalisée via une géométrie coaxiale. L'étude bibliographique que nous avons dressée à la sous-section 1.2.4 de l'état de l'art met en avant trois instabilités distinctes pour un jet coaxial. Une première instabilité primaire, associée au développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz donnant naissance à des vagues [87], une instabilité secondaire donnant lieu à la naissance de digitations, et associée au développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [87, 55]. Enfin, un phénomène de battement du jet à grande échelle, appelé "flapping" [89] est observé, dont l'origine n'est pas aujourd'hui clairement expliquée. Les travaux de Matas, Cartellier et *al.* [90, 88] soulignent les similarités entre le battement d'une nappe liquide plane et le phénomène de battement du jet coaxial. Il est important de vérifier si les résultats mis en avant sur la configuration de nappe plane sont également valables dans la géométrie coaxiale.

Nous réalisons dans un premier temps la transposition à des configurations coaxiales des 4 simulations planes ("Configuration1", Configuration2- $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$, Configuration2- $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$, et Configuration2- $\frac{U_2}{U_1} = 10$) précédemment réalisées : La nappe liquide plane d'épaisseur unitaire $H_1 = 1.0$ est remplacée par un jet axial de diamètre unitaire $D_1 = 1.0$, et le courant rapide qui l'entoure est désormais un courant annulaire. Ce courant annulaire est caractérisé par son épaisseur $H_2 = D_2 - D_1$, où D_2 et D_1 sont respectivement le diamètre externe de la phase rapide et le diamètre du jet liquide. Tous les paramètres physiques sont conservés.

Une configuration de jet coaxial de référence présentant à la fois des déstabilisations interfaciales et un phénomène de battement est ensuite définie et analysée. A partir de cette configuration de référence, une étude de sensibilité est réalisée, dans le but d'évaluer l'effet de certains paramètres d'injection sur la dynamique du jet.

Enfin, nous cherchons des moyens de contrôle de l'instabilité "large échelle" (battement du jet, ou "flapping"), tout comme nous l'avons fait dans le cas plan. Nous verrons que les conclusions concernant le contrôle du jet coplanaire ne sont pas forcément applicables au contrôle du jet coaxial.

4.3 Retour sur l'étude de convergence en maillage

Etant donnée la configuration de l'écoulement, le domaine de calcul est désormais rectangulaire, de dimension $4D_1 \times 4D_1 \times 15D_1$. Les premières simulations réalisées nous amènent à reconsidérer l'étude de convergence en maillage. Ces premières simulations sont menées avec une taille de mailles $\frac{\Delta x}{D_1} = 0.04$, dont nous avons établi qu'elle est suffisante dans le cas plan pour capturer la dynamique de battement à grande échelle. Dans le cas coaxial, les visualisations d'un jet réalisé sur un tel maillage, confrontées à celles issues d'une simulation avec une taille de maille deux fois plus faible ($\frac{\Delta x}{D_1} = 0.02$) montrent que l'instabilité secondaire, donnant naissance à des ligaments se développant sur les vagues de l'instabilité interfaciales primaire, n'est pas pleinement capturée (cf. 4.1). La présente étude n'a pas pour ambition l'étude des instabilités secondaires ainsi que l'atomisation, mais se concentre sur l'étude de l'instabilité primaire, ainsi que sur l'instabilité large échelle du jet, ou battement du jet. Nous devons donc principalement

nous assurer que l'instabilité primaire est bien capturée.

Nous verrons que les spectres de fréquence des déstabilisations interfaciales dans le cas du jet coaxial ne contiennent pas une unique fréquence suivie de ses composantes harmoniques, comme nous l'avons vu dans le cas plan, mais plusieurs modes de déstabilisation. Pour réaliser l'étude de convergence en maillage dans le cas coaxial, nous comparons les spectres de fréquence des déstabilisations interfaciales sur les maillages $\frac{\Delta_x}{D_1} = 0.04$ et $\frac{\Delta_x}{D_1} = 0.02$. Le résultat de cette étude en $\frac{x}{D_1} = 6.0$ est illustré sur la figure 4.2. Ainsi, même si le développement de l'instabilité secondaire est mal capturé avec $\frac{\Delta_x}{D_1} = 0.04$, les déstabilisations interfaciales sont elles correctement décrites. Nous choisissons ainsi pour la suite de cette étude un maillage caractérisé par une taille de maille $\frac{\Delta_x}{D_1} = 0.03$. Ce maillage apparaît comme un bon compromis pour conserver un temps de simulation raisonnable et capturer une partie du développement ligamentaire.

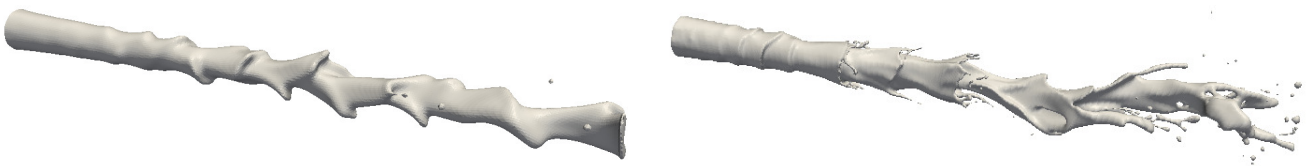


FIGURE 4.1 – Comparaison visuelle des déformations interfaciales pour la même configuration (Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$) selon le niveau de raffinement Δ_x : $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.04$ à gauche et $\frac{\Delta_x}{H_1} = 0.02$ à droite.

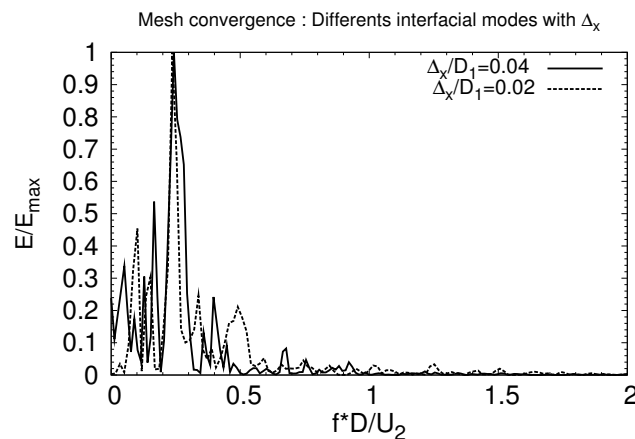


FIGURE 4.2 – Spectres de fréquences réalisés sur la fonction indicatrice de phase en $\frac{x}{D_1} = 6.0$ pour deux tailles de mailles, pour l'équivalent de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " en géométrie coaxiale. Le mode de déstabilisation interfacial principal est bien retrouvé avec les deux tailles de maille.

4.4 Comparaison des cas plans et coaxiaux

4.4.1 Effet de l'ajout d'un rayon de courbure

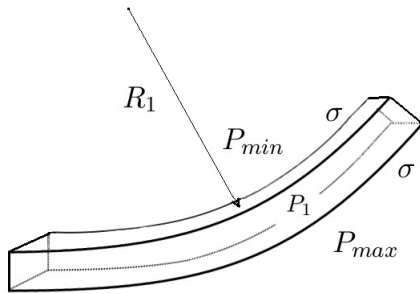
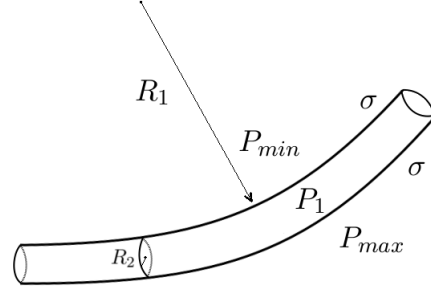
(a) Courbure de rayon R_1 du jet plan.(b) Courbure de rayon R_1 du jet coaxial, ayant pour rayon R_2 .

FIGURE 4.3 – Illustration de la courbure de rayon R_1 du jet plan ou coaxial sous l'effet d'une différence de pression $\Delta P = (P_{max} - P_{min})$ de part et d'autre du jet.

Le passage des configurations planes à des configurations coaxiales provoque l'ajout d'un rayon de courbure à l'interface du jet coaxial. Il n'existe dans le cas du jet plan qu'un unique rayon de courbure R_1 pour les deux interfaces, illustré sur la figure 4.3(a). La courbure du jet plan est issue de la différence de pression (que nous appelons ΔP_{plan} dans le cas plan) de part et d'autre du jet, résultant de la présence d'un côté de la nappe d'une dépression causée par une recirculation de la phase rapide, et d'une surpression de l'autre côté causée par la pression dynamique de la phase rapide.

Dans le cas du jet coaxial, même lorsque celui-ci est au repos et qu'il n'est soumis à aucun mouvement de battement, l'interface est déjà soumise une courbure, de rayon de courbure R_2 , avec R_2 le rayon du jet. Une vue d'un jet coaxial de rayon R_2 soumis à un phénomène de battement lui imposant une courbure de rayon R_1 est présenté sur la figure 4.3(b). La loi de Laplace reliant la tension superficielle σ , les deux rayons de courbure R_1 et R_2 et la différence de pression ΔP de part et d'autre d'une interface s'écrit :

$$\Delta P = \frac{\sigma}{R_1} + \frac{\sigma}{R_2} \quad (4.1)$$

Ainsi, pour obtenir la même courbure globale du jet de rayon R_1 en géométrie coaxiale qu'en géométrie plane, la différence de pression de part et d'autre du jet coaxial doit être supérieure à la différence de pression de part et de d'autre de la nappe plane, d'un incrément de l'ordre de l'ordre de $\frac{2\sigma}{R_2}$. Le facteur 2 du numérateur s'explique par la présence de deux interfaces.

Le passage à une configuration coaxiale modifie également la géométrie de la phase rapide en interaction avec le jet liquide. Le système étudié n'est plus, comme dans le cas plan, une phase liquide en interaction avec deux courants indépendants de phase rapide (un de chaque côté de la nappe liquide), mais une phase liquide en interaction avec un unique courant de phase rapide, de forme annulaire. Le jet liquide est ainsi entouré de structures tourbillonnaires ayant globalement la forme d'un tore, contrairement au cas plan où la nappe est entourée de rouleaux tourbillonnaires distincts, de chaque côté de la nappe.

4.4.2 Comparaison de l'aspect général des jets coplanaires et coaxiaux

Dans cette sous-section, les quatre configurations d'écoulements que nous avons étudiés dans le chapitre précédent sont transposées en des configurations coaxiales. L'épaisseur de la nappe liquide unitaire H_1 du chapitre précédent est ainsi transformée en un diamètre liquide unitaire D_1 , les propriétés physiques des phases étant conservées par ailleurs. Nous rappelons que les quatre configurations sont :

Configuration 1	(décrite en 3.2)
Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$	(décrite en 3.4.1)
Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$	(décrite en 3.4.2)
Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$	(décrite en 3.4.3)

Les allures générales des quatre écoulements de nappe plane sont comparées avec leurs équivalents en configuration coaxiale sur les figures 4.4 à 4.7. Le passage de la configuration plane à la configuration coaxiale a fortement modifié la dynamique des jets. En géométrie coaxiale, on ne retrouve dans aucun des quatre cas une dynamique de battement globale du jet, alors que trois des cas plans présentent une telle dynamique. Il existe au premier abord assez peu de différence entre les quatre jets liquides coaxiaux, dans le sens où l'on n'observe que des déstabilisations interfaciales d'assez faible amplitude. Si l'on s'intéresse d'un peu plus près à ces déstabilisations interfaciales, nous pouvons noter que lorsque l'épaisseur de la phase rapide est augmentée, l'amplitude ces déstabilisations diminue. L'interface du jet coaxial issue de la "Configuration 1" (cf. 4.4(b), correspondant à une configuration où l'intégralité du domaine de calcul extérieur à la nappe liquide est composé de la phase rapide) est ainsi très peu déstabilisée, celle du jet coaxial résultant de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " (cf. 4.6(b)) l'est un peu plus, et enfin les interfaces des jets résultant des "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " et "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ " (cf. 4.5(b) et 4.7(b)) le sont encore un peu plus.

4.4.3 Comparaison des champs moyens

Nous venons de comparer la dynamique globale des quatre simulations du chapitre précédent en géométrie plane et en géométrie coaxiale. Il ressort que le changement de géométrie induit une modification importante de cette dynamique. Nous comparons dans cette sous-section les quantités statistiques obtenues pour ces configurations. Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 comparent ainsi les profils de taux de présence liquide et les profils de vitesse moyenne conditionnés par chacune des phases des "Configurations 2".

La comparaison des taux de présence liquide (cf. 4.8(a) et 4.8(d), 4.9(a) et 4.9(d), 4.10(a) et 4.10(d)) entre les deux géométries met en avant la perte de la dynamique de battement global en géométrie coaxiale. Pour ces géométries coaxiales, la présence du liquide n'est en effet plus observable au-delà de $\frac{y}{D_1} \geq 0.7$. De même, le taux de présence du liquide $\alpha(x)$ le long de l'axe reste supérieur à 0.8, caractérisant ainsi la persistance du cœur liquide et l'absence de battement global du jet.

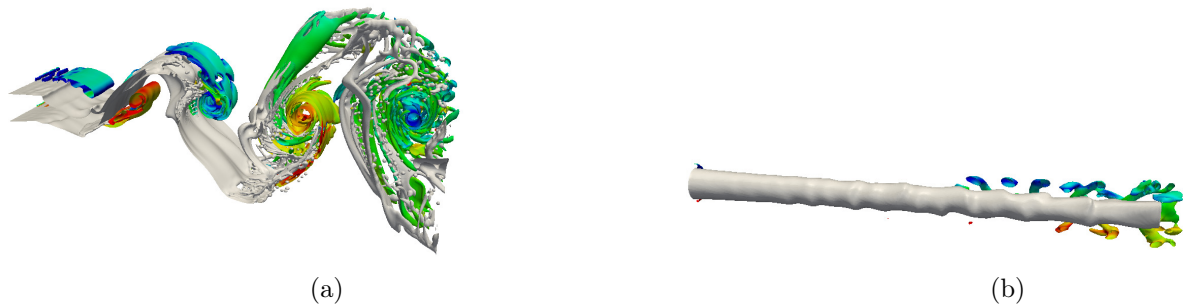


FIGURE 4.4 – Contours de l'interface (en gris), et de critère $Q = 0.3 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Seule une moitié des structures tourbillonnaires est représentée. Comparaison de la "Configuration 1" en géométrie plane et coaxiale.

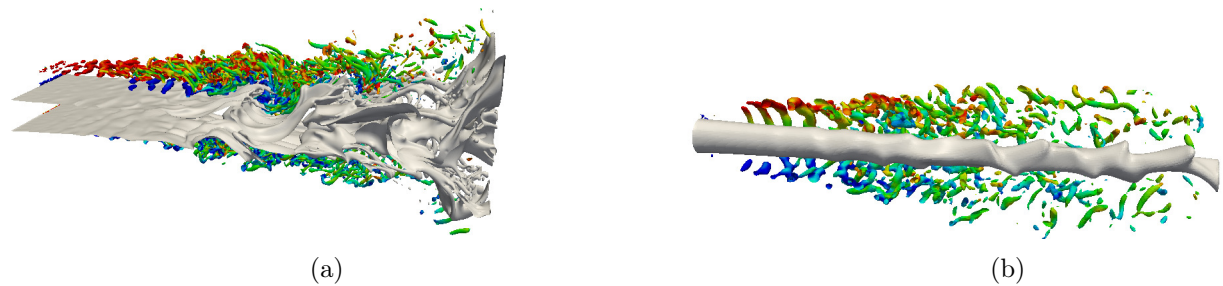


FIGURE 4.5 – Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ ".

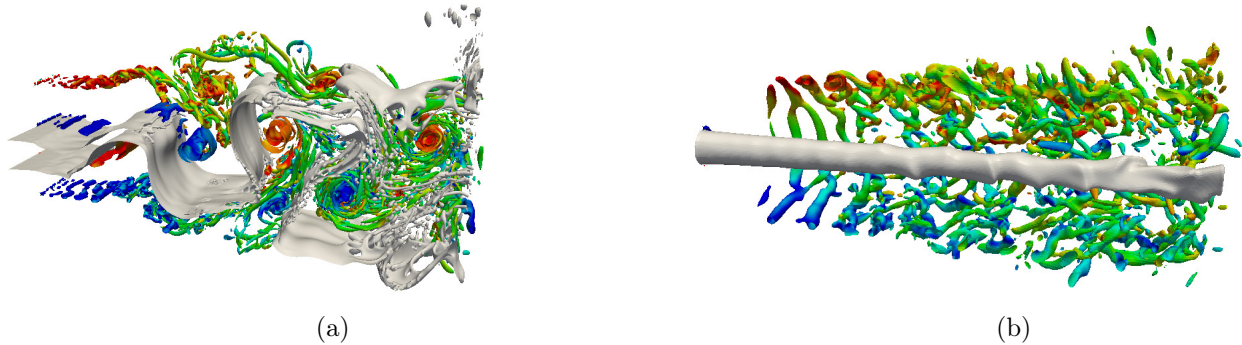


FIGURE 4.6 – Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ ".

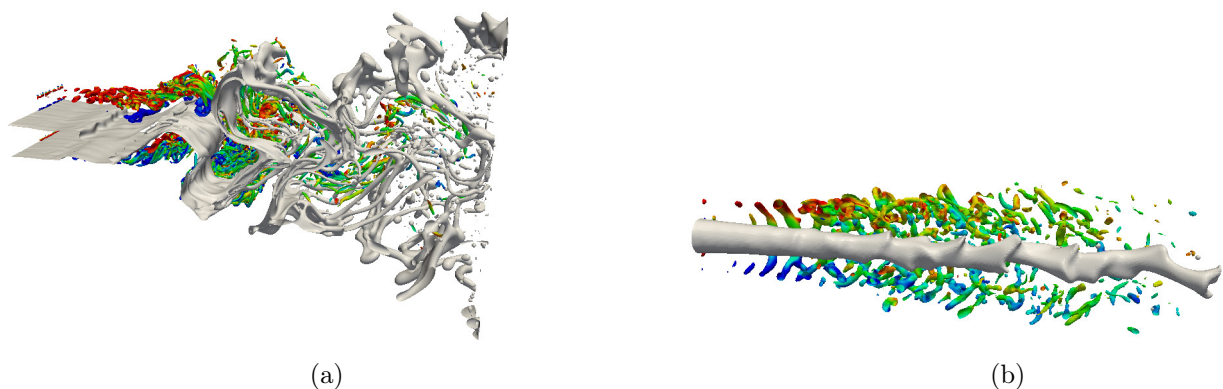


FIGURE 4.7 – Contour de l'interface (en gris), et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{H_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Comparaison de la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ ".

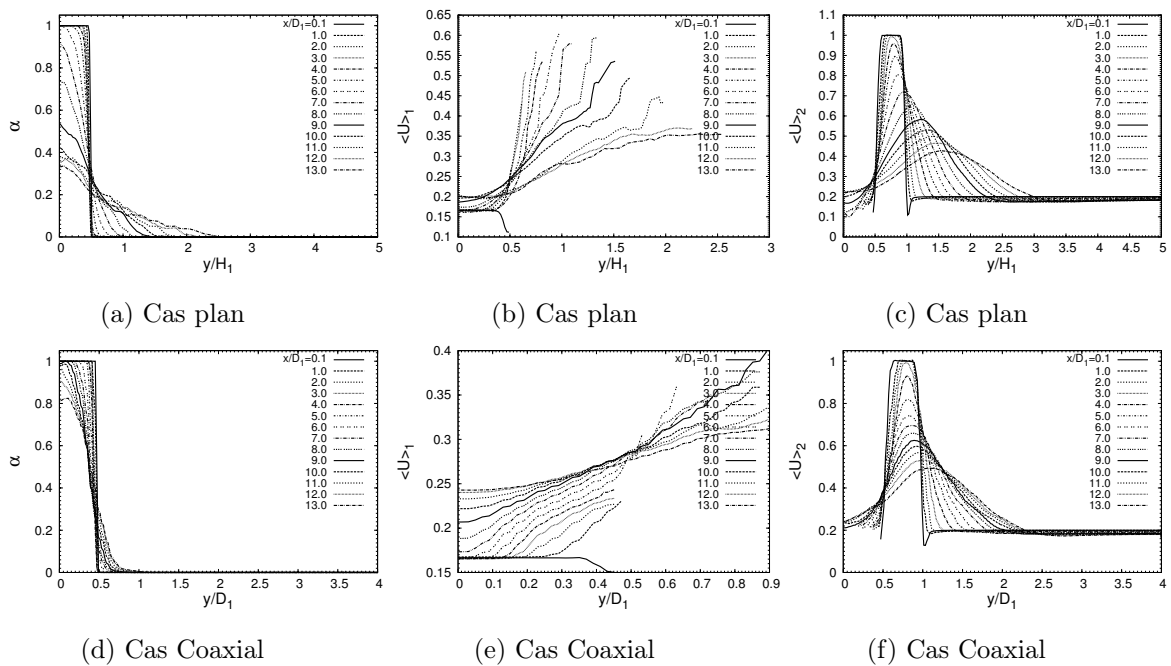


FIGURE 4.8 – Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$.

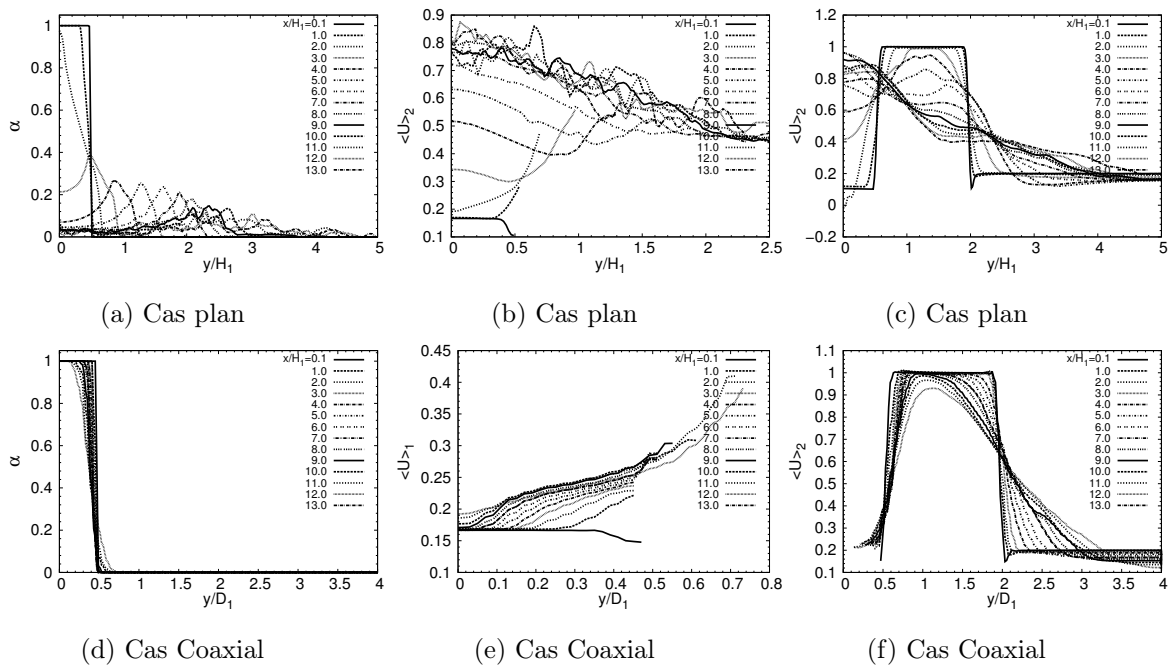


FIGURE 4.9 – Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 1.5$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$.

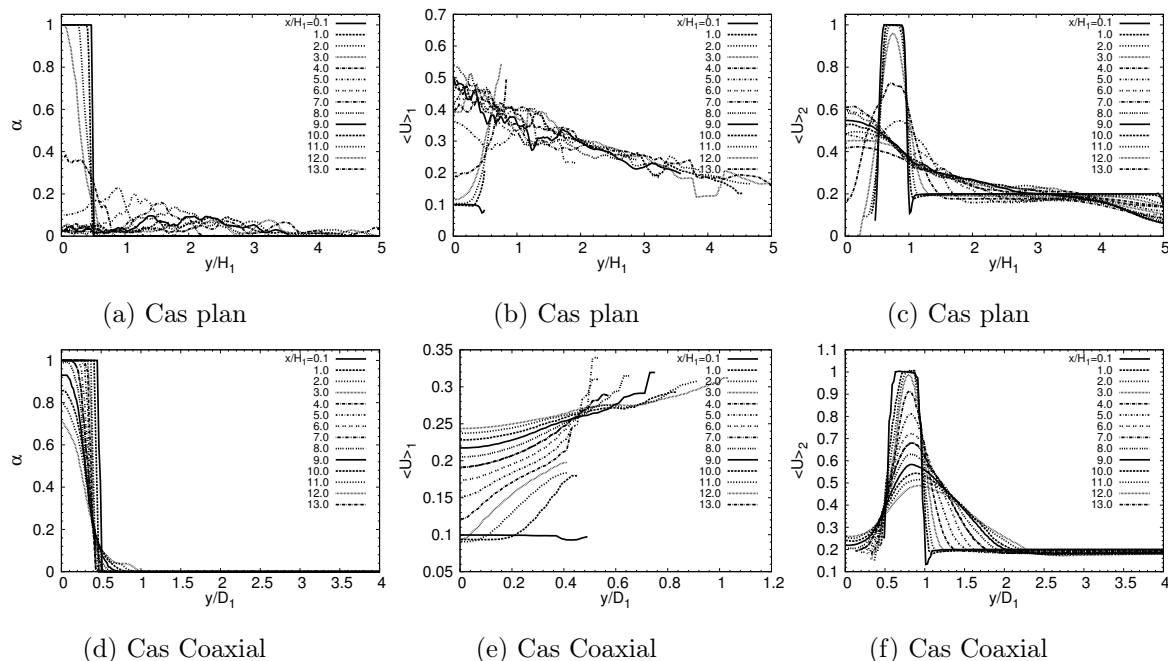


FIGURE 4.10 – Comparaison des profils moyens pour la "Configuration 2 - $\frac{U_2}{U_1} = 10$ " pour le cas plan (en haut) et coaxial (en bas). A gauche : Taux de présence du liquide $\alpha(x)$. Au centre : Vitesse moyenne conditionnée par la phase liquide $\langle U \rangle_1$. A droite : Vitesse moyenne conditionnée par la phase rapide $\langle U \rangle_2$.

Les profils de vitesses moyennes conditionnés par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ sont comparés sur les figures 4.8(c) et 4.8(f), 4.9(c) et 4.9(f), 4.10(c) et 4.10(f). Dans le cas plan, les structures tourbillonnaires de la phase rapide sont de forme tubulaire. Ces structures tubulaires présentes de chaque côté de la nappe liquide peuvent être transportées indépendamment des structures de l'autre côté de la nappe. Il n'y a dans le cas coaxial qu'une unique structure tourbillonnaire monophasique, de forme torique. Les profils de vitesse conditionnés par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ traduisent une diffusion radiale de ces structures toriques en géométrie coaxiale globalement plus faible que la diffusion des structures de forme tubulaire des géométries planes. Il est possible que la forme torique de ces structures, et leur moindre diffusion radiale, soit à l'origine d'un phénomène de "confinement" modérant les déstabilisations du jet. Ce phénomène a été évoqué lors de la comparaison des aspects généraux (sous-section 4.4.2), où l'augmentation de l'épaisseur H_2 de phase rapide semble induire des déstabilisations interfaciales plus faibles. Nous reviendrons sur ce phénomène lors de l'étude du contrôle du battement, dans la sous-section 4.7.3.

Nous venons de voir que la phase rapide est globalement moins diffusée radialement en géométrie coaxiale qu'en géométrie plane. Le cisaillement interfacial imposé par la phase rapide à la phase liquide est donc plus élevé en géométrie coaxiale qu'en géométrie plane. Nous devrions nous attendre à ce que l'accélération du liquide soit donc plus importante, et par là même que les déstabilisations du jet liquide soient plus importantes en géométrie coaxiale qu'en géométrie plane.

Les profils de vitesse conditionnés par la phase liquide $\langle U \rangle_1$ des cas coaxiaux sont présentés sur les figures 4.8(e), 4.9(e), et 4.10(e). Ces figures traduisent un deuxième effet de confinement,

lié à la courbure du jet et à sa tension superficielle. L'accélération du liquide est en effet permise si l'interface est capable de se déformer. Ces déformations de l'interface sont tout d'abord modérées par les effets de tension superficielle. Ces effets expliquent que l'accélération du liquide est globalement plus faible en géométrie coaxiale qu'en géométrie plane. Les déformations de l'interface sont ensuite probablement modérées par le "confinement" imposé par les structures tourbillonnaires de forme toriques précédemment noté. Cette remarque peut expliquer que pour la configuration où $\frac{H_2}{D_1} = 1.5$ (cf. 4.9(e)), l'accélération du liquide est plus faible que pour les deux configurations où $\frac{H_2}{D_1} = 0.5$ (cf. 4.8(e) et 4.10(e)).

4.4.4 Comparaison de fréquences des jets plans et coaxiaux

Après avoir comparé les quantités statistiques des configurations planes et coaxiales, nous proposons ici une analyse comparative fréquentielle. L'absence de battement du jet coaxial à grande échelle ne nous permet évidemment pas de comparer des fréquences de battement entre configurations planes et coaxiales. La première comparaison de fréquences réalisable est celle des vagues interfaciales, mesurées au moyen d'une ligne de mesure longeant l'interface. Les fréquences de déstabilisations interfaciales pour la "Configuration 1" plane sont présentées sur la figure 4.11, et les fréquences de déstabilisation interfaciales de l'équivalent coaxial de "Configuration 1" sont présentées sur la figure 4.12. Le spectre des fréquences est largement modifié lors du passage à une configuration coaxiale. Ainsi, il n'existe dans le cas du jet plan qu'un seul mode bien déterminé, qui est en fait celui du battement global de la nappe, suivi de ses composantes harmoniques. Dans le cas du jet coaxial, 3 modes principaux sont décelés, et aucun ne correspond à la fréquence du battement du jet plan. Dans la suite de l'étude, nous nous munirons de moyens d'analyse permettant de séparer les différents phénomènes physiques auxquels est soumis le jet coaxial.

Les fréquences de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe monophasique sont comparées sur la figure 4.13. Cette figure illustre que le changement de géométrie n'a pas d'effet sur la fréquence adimensionnelle de passage des structures tourbillonnaires issues du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans cette couche de mélange monophasique. La fréquence de passage de ces structures tourbillonnaires adimensionnée par l'épaisseur de quantité de mouvement initiale θ_0 et la vitesse convective $U_c = \frac{U_2+U_3}{2}$ est trouvée telle que $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.036$, ce qui est en accord avec la prévision théorique de Michalke [95] de $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.033$.

Bilan sur le passage Plan-Coaxial Les points suivants synthétisent les conséquences du passage à une configuration coaxiale :

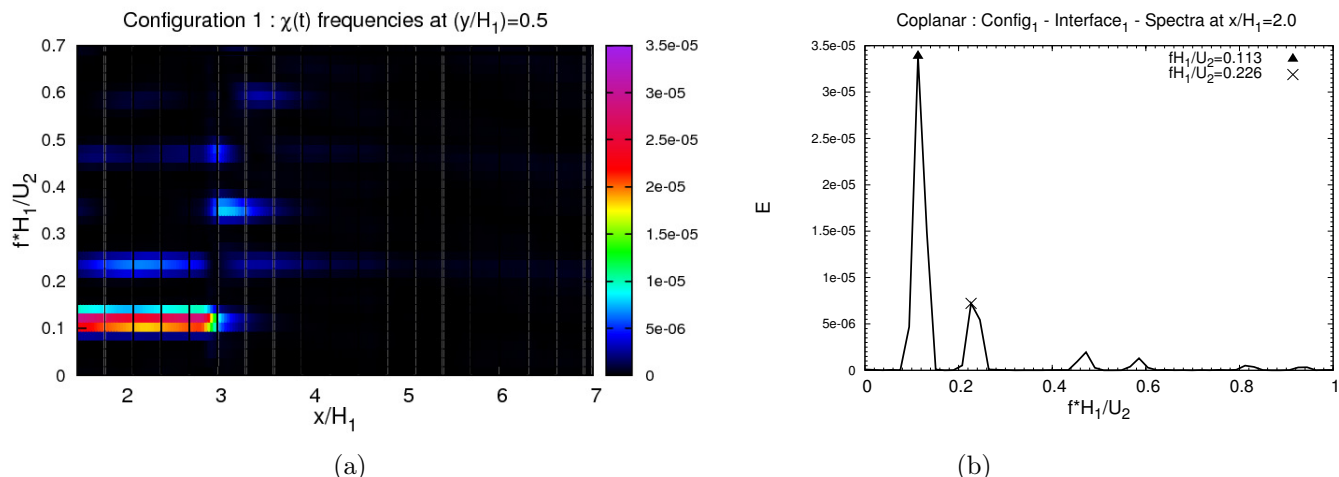


FIGURE 4.11 – Fréquences interfaciales du cas plan "Configuration 1". (a) : Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(t)$ en $\frac{y}{H_1} = 0.5$. (b) : Spectre de fréquence des déstabilisations interfaciales réalisée en $\frac{x}{H_1} = 2.0$.

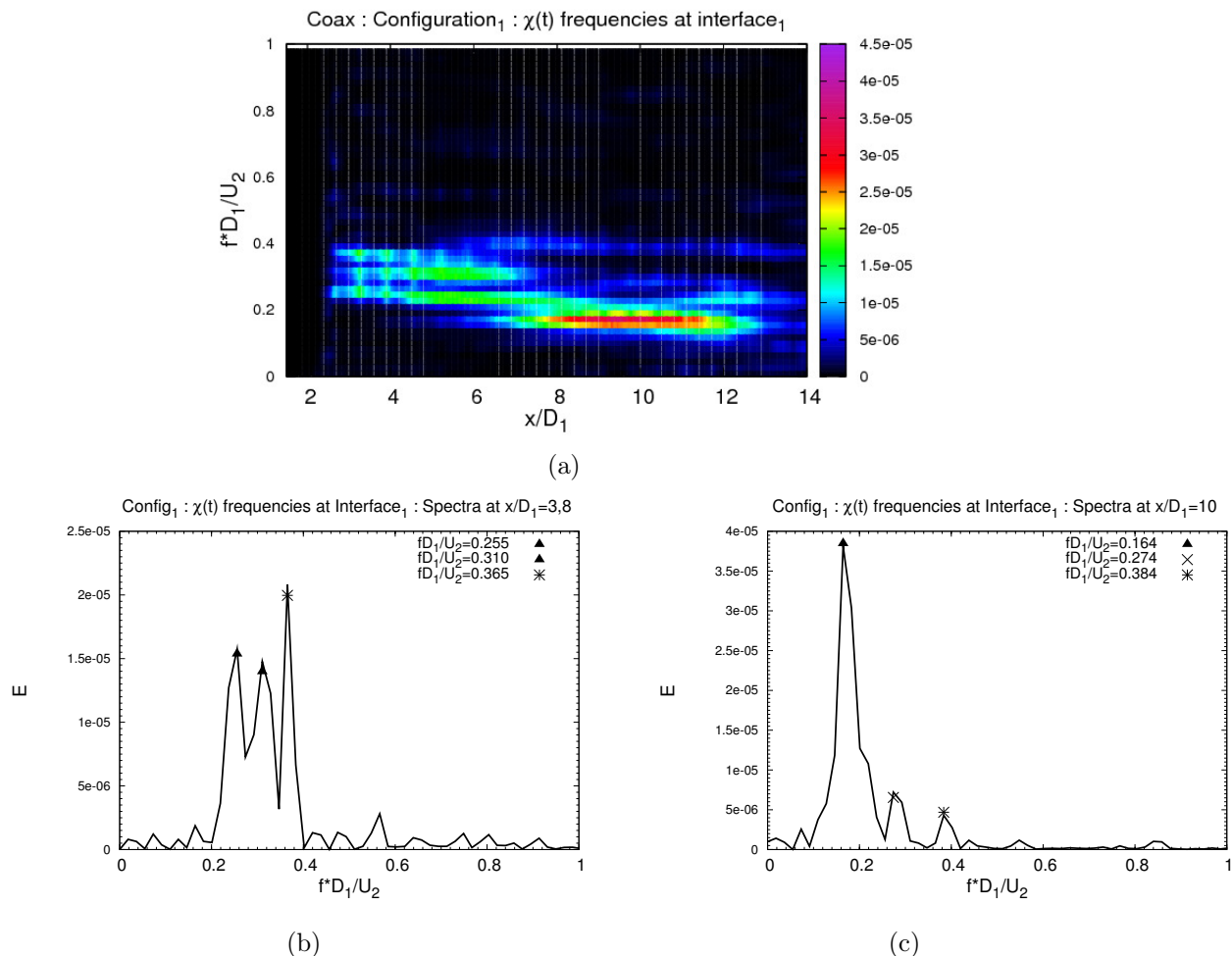


FIGURE 4.12 – Fréquences interfaciales du cas coaxial "Configuration 1". (a) : Spectrogramme réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(t)$ le long d'une interface. (b) et (c) : Spectres de fréquence des déstabilisations interfaciales réalisé en $\frac{x}{D_1} = 10$.

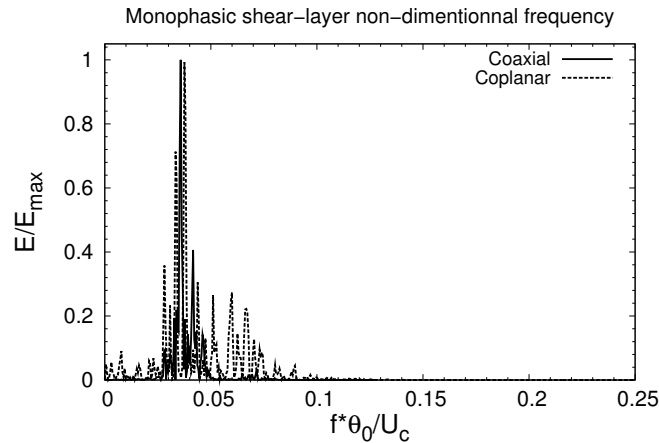


FIGURE 4.13 – Confrontation des fréquences de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange externe, adimensionnées par l'épaisseur de quantité de mouvement initiale θ_0 et la vitesse convective $U_c = \frac{U_2+U_3}{2}$. La fréquence adimensionnelle trouvée dans le cas coaxial est $\frac{f\theta_0}{U_c} = 0.036$.

- Le passage à une géométrie coaxiale induit l'ajout d'un rayon de courbure du jet. Pour obtenir la même déstabilisation globale qu'en géométrie plane, la phase rapide doit apporter une dépression supplémentaire de part et d'autre du jet coaxial, d'une valeur de $\frac{2\sigma}{R_2}$, avec R_2 le rayon du jet et σ la tension superficielle.
- Le courant rapide en interaction avec le jet liquide est de forme annulaire. Il semble que la forme torique des anneaux tourbillonnaires implique un "confinement" du jet liquide, que n'imposent pas les rouleaux tourbillonnaires indépendants de part et d'autre de la nappe liquide en géométrie plane.
- Les spectres de fréquence des déstabilisations interfaciales sont modifiés. Plusieurs modes de déstabilisation s'expriment en géométrie coaxiale, alors qu'un seul mode n'est observable en géométrie plane. Des méthodes de mesure adéquates, permettant de distinguer et de comprendre les différentes fréquences, doivent être ainsi mises en place.
- Le changement de géométrie n'a pas d'effet sur la fréquence adimensionnelle de passage des structures tourbillonnaires de la couche de mélange monophasique.

4.5 Analyse d'une configuration coaxiale de référence

Nous rappelons qu'un jet coaxial est sujet à trois instabilités différentes. La première donne naissance à des vagues interfaciales, la deuxième à un développement ligamentaire sur ces vagues interfaciales, et la dernière est un battement du jet à grande échelle. Notre étude ne porte pas sur les développements ligamentaires de l'instabilité secondaire, qui nécessiterait un effort supplémentaire en terme de coût de calcul pour assurer une description complète du phénomène. Nous cherchons dans ce travail à évaluer les effets de certains paramètres physiques sur les

Phase	ρ_i	μ_i	U_i	δ_i	σ
Liquide ($i=1$)	10.0	5.0e-4	0.0745	0.1	0.002
Phase rapide ($i=2$)	1.0	2.5e-4	1.0	0.1	
Coflow ($i=3$)	1.0	2.5e-4	0.2	0.1	

TABLE 4.1 – Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration coaxiale de référence.

développements de l'instabilité primaire et sur la dynamique de battement du jet.

Avant de mener ces études de sensibilité, nous définissons une configuration d'écoulement de référence, présentant à la fois des déstabilisations interfaciales marquées, ainsi qu'une dynamique de battement plus marquée que dans les écoulements que nous avons présentés en 4.4.2. Nous définissons également des outils adaptés à l'étude de chacun des phénomènes. La configuration d'écoulement coaxial de référence que nous définissons est l'équivalent coaxial de la **Configuration 2** - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$, où le rapport des vitesses est modifié. Les paramètres physiques de cette configuration de référence sont présentés dans le tableau 4.1.

4.5.1 Aspect global de l'écoulement de référence

La figure 4.14 présente l'évolution temporelle des déstabilisations interfaciales de cette configuration. L'animation "Coaxial.mp4" illustre également cet écoulement.

Cette figure illustre le développement tourbillonnaire de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz au sein de la couche de mélange monophasique en forme d'anneaux tourbillonnaires. L'animation réalisée permet d'observer que la vitesse de convection des ces structures est initialement bien plus rapide que la vitesse de convection des vagues se développant sur l'interface. Une contraction du jet est également observable dès l'injection, correspondant à la brusque accélération du liquide, causée par le cisaillement de la phase rapide. Les déstabilisations de l'interface ne sont cependant observables que pour des positions $\frac{x}{D_1} \geq 1.5$ environ. Ces déstabilisations interfaciales prennent plusieurs aspects. Elles naissent sous la forme d'anneaux, contenus dans un plan initialement normal à l'axe du jet. Quelques-uns de ces anneaux seulement conservent cette orientation. De nombreux anneaux se décalent de façon alternée et sont convectés dans une position oblique vis-à-vis de l'axe du jet. L'organisation de ces vagues en des positions obliques alternées les amènent à s'apparier entre elles, dès que des instabilités interfaciales sont observables. L'appariement de deux anneaux interfaciaux donne naissance à une vague de forme plus aplatie, constituant la géométrie principale du jet à cet endroit. A l'extrémité de cette vague aplatie naissent des digitations. Ces vagues s'organisent en prenant leur base sur la vague précédente, plus proche de l'injection. La croissance de ces larges vagues aplaties correspond à ce que l'on peut identifier comme le phénomène de battement du jet.

4.5.2 Analyse statistique

Les profils moyens de l'écoulement de référence sont présentés sur la figure 4.15. Les profils de taux de présence du liquide $\alpha(x)$ présentés sur la figure 4.15(a) montrent qu'un phénomène de déstabilisation assez important intervient, entraînant la décroissance du taux de présence liquide le long de l'axe du jet. Cette déstabilisation se caractérise également par une expansion radiale du taux de présence liquide α , traduisant la présence du liquide jusqu'à une distance du centre

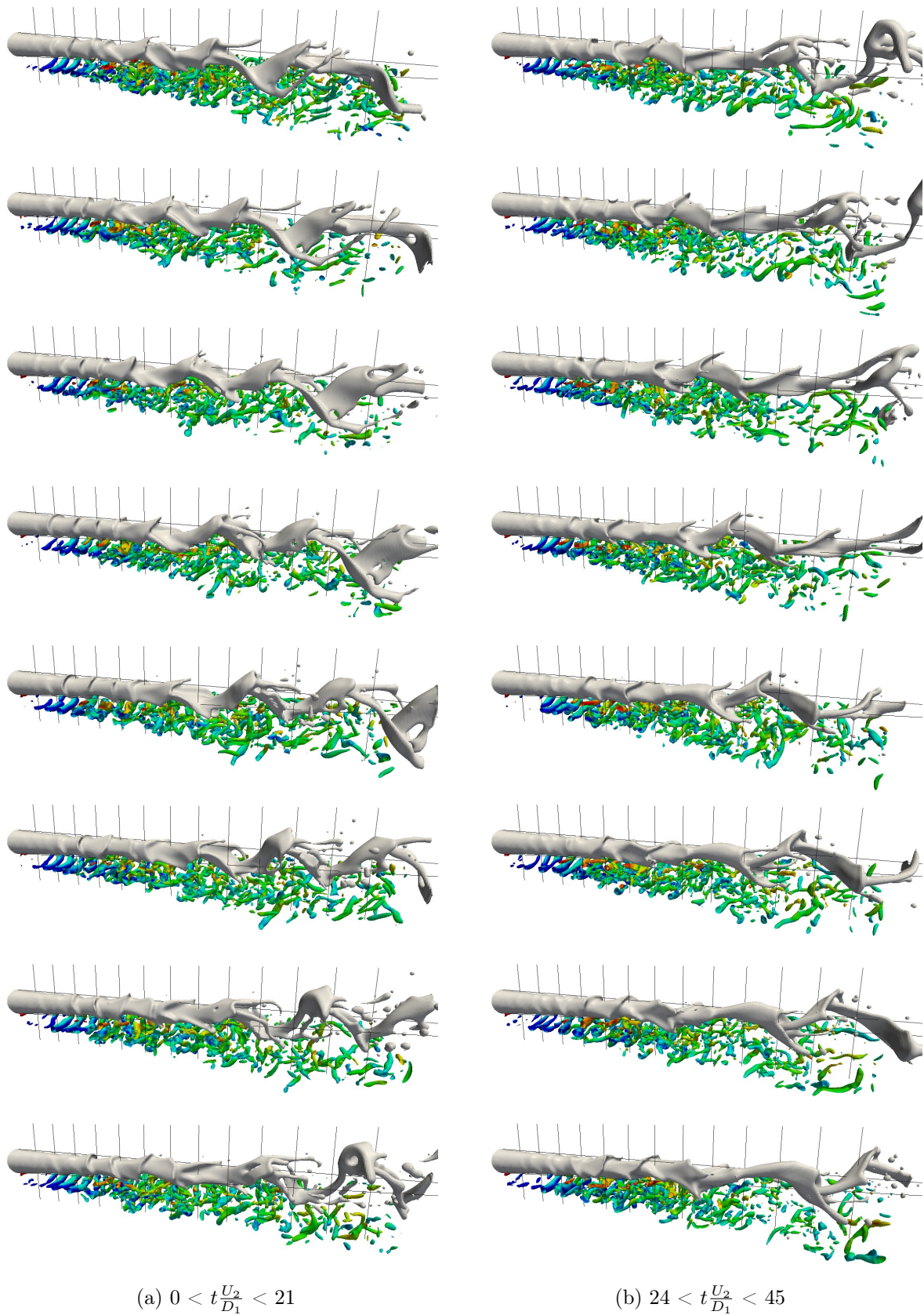


FIGURE 4.14 – Evolution de l'écoulement pour $0 < t \frac{U_2}{D_1} < 45$. Contours de l'interface (en gris) et de critère $Q = 1.5 \left(\frac{U_2}{D_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Seul un quart des structures tourbillonnaires est représenté. Les clichés sont séparés par $\Delta t = 3.0 \left(\frac{U_2}{D_1} \right)$. Des repères sont disposés tous les $\frac{x}{D_1} = 1.0$, et les lignes de mesure longeant l'interface sont représentées.

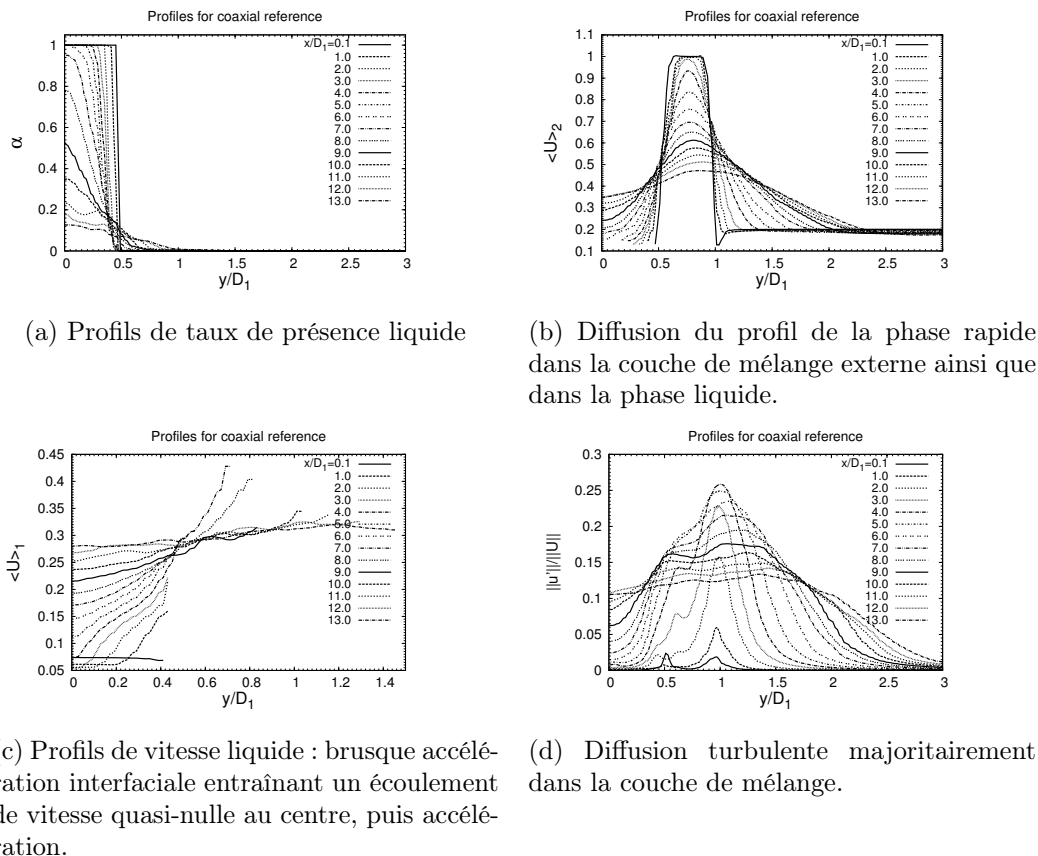


FIGURE 4.15 – Profils moyens la configuration coaxiale de référence.

de l'ordre de D_1 .

La figure 4.15(c) illustre les profils de vitesse moyenne conditionnés par le liquide $\langle U \rangle_1$. Une brusque accélération du liquide est observable pour les premières positions $\frac{x}{D_1}$ à proximité de l'interface, à cause du cisaillement imposé par la phase rapide. Cette accélération proche de l'interface provoque, par conservation du débit liquide, une forte décélération du liquide au centre du jet, au point d'atteindre une vitesse quasi-nulle pour les premiers $\frac{x}{H_1}$. Pour les distances supérieures, où le jet est globalement plus déstabilisé, les vitesses liquides au centre augmentent à nouveau.

Les profils de vitesse moyenne conditionnés par la phase rapide $\langle U \rangle_2$ sont présentés sur la figure 4.15(b). Ils illustrent la diffusion de ce profil dans la couche de mélange externe. On observe également une diffusion vers le jet liquide, contrairement aux cas précédents où le jet n'était pas soumis à un phénomène de battement global (partie 4.4.3). C'est la déstabilisation globale du jet qui permet cette diffusion vers le liquide.

Les profils de taux de turbulence, présentés sur la figure 4.15(d), illustrent une dissymétrie de l'activité turbulente. Cette dissymétrie peut s'expliquer par le fait qu'il ne semble pas exister en géométrie coaxiale de structures tourbillonnaires "internes" affleurant l'interface, comme nous l'avons mis en évidence dans le cas de la nappe plane (partie 3.4.1.1).

4.5.3 Analyse dynamique - retour sur les outils de mesure

Nous avons présenté lors de nos comparaisons des configurations planes et coaxiales un spectrogramme issu d'une ligne de mesure longeant l'interface (cf. 4.12(a)) d'un jet coaxial, qui montre au moins trois signatures fréquentielles distinctes. Les résultats de cette analyse ne permettent pas de distinguer les phénomènes d'instabilité primaire et de battement du jet : nous ne pouvons associer les différentes fréquences du spectre aux différents phénomènes. Nous souhaitons donc nous doter d'outils d'analyse permettant une telle association.

L'instabilité interfaciale primaire donne naissance à des vagues en forme d'anneaux. Le passage de ces vagues provoque une dilatation puis une contraction du diamètre du jet. Nous associons les fréquences de variation du diamètre du jet aux fréquences de passage des vagues issues de l'instabilité interfaciale primaire.

Le phénomène de battement du jet induit un déplacement global de celui-ci par rapport à l'axe. Nous associons les fréquences du phénomène de battement du jet aux fréquences du signal de déplacement du centre du jet par rapport à l'axe.

Méthodes d'analyses fréquentielles spécifiques à chacun des phénomènes observés

Afin de distinguer les deux phénomènes physiques que sont l'instabilité primaire et le battement du jet, nous mettons en place deux types d'analyses fréquentielles supplémentaires par rapport à celle réalisée sur la ligne de mesure longeant l'interface.

Ces analyses supplémentaires se basent sur la mesure des profils instantanés de la fonction indicatrice de phase, réalisée à l'aide de lignes de mesures disposées cette fois de façon perpendiculaire à l'axe du jet. L'une de ces lignes est représentée sur la figure 4.16. Ces lignes supplémentaires sont disposées tous les $\frac{x}{D_1} = 0.2$, dans deux plans perpendiculaires s'intersectant au niveau de l'axe du jet.

Ces profils instantanés de fonction indicatrice de phase $\chi(y, t)_x$ et $\chi(z, t)_x$ permettent de connaître la position de chacune des deux interfaces, dans le plan considéré, pour tous les $\frac{x}{D_1} = 0.2$. Nous pouvons ainsi en déduire le diamètre du jet, ainsi que le déplacement du centre du jet par rapport à l'axe. La position du centre du jet par rapport à l'axe est considérée comme étant la moyenne arithmétique des positions de chacune des deux interfaces, et le diamètre du jet est considéré comme étant la différence de la position de l'interface haute et de la position de l'interface basse.



FIGURE 4.16 – Illustration d'une ligne de mesure transverse, mesurant les profils instantanés de fonction indicatrice de phase $\chi(y, t)_x$. Ces profils permettent de connaître le diamètre du jet et la position du centre moyen du jet par rapport à l'axe.

Les analyses réalisées sont les suivantes :

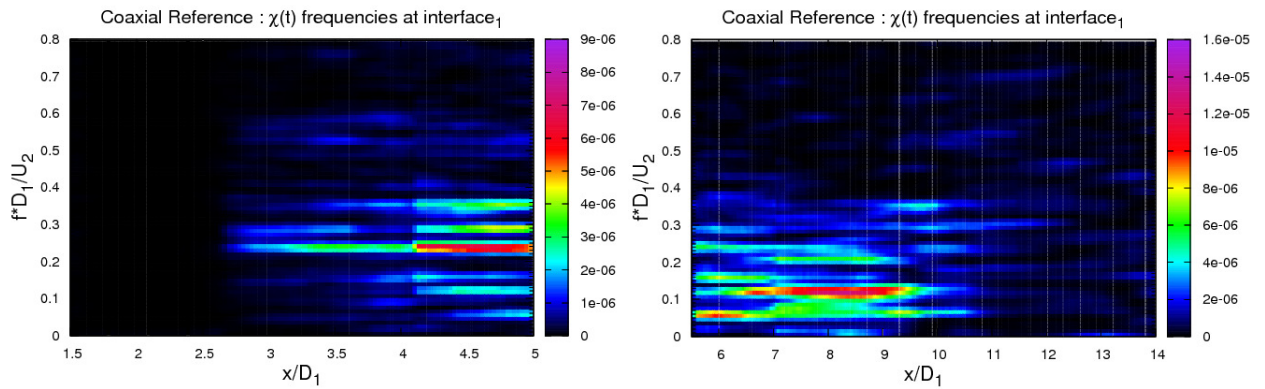
- La première analyse fréquentielle se base sur les signaux temporels de fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ issus d'une ligne de mesure longeant l'interface. La position de cette ligne de mesure est choisie de telle sorte qu'elle soit confondue avec les contours de taux de présence du liquide $\alpha = 0.1$ pour $\frac{x}{D_1} \leq 5.0$. Ce contour de taux de présence du liquide est représentatif de la position moyenne de l'interface. Bien que les résultats issus de cette analyse ne permettent pas de séparer les phénomènes d'instabilité primaire et de battement du jet, ils renseignent tout de même sur le contenu fréquentiel auquel est sujet l'interface. Cette analyse permet également d'évaluer la vitesse convective des déstabilisations interfaciales à l'aide du diagramme de Hovmöller, présenté à la section 2.5.
- La deuxième analyse réalisée a pour but l'évaluation des fréquences de l'instabilité interfaciale primaire, donnant naissance à des vagues. Le passage de ces vagues provoque des modifications du diamètre du jet. Nous associons les résultats de l'analyse fréquentielle menée sur le signal d'évolution temporelle du diamètre du jet aux fréquences de l'instabilité interfaciale primaire.
- Enfin, nous associons les résultats de l'analyse fréquentielle menée sur les signaux de position du centre du jet aux fréquences du phénomène de battement.

4.5.4 Analyse de la dynamique du cas de référence

Analyse fréquentielle. Les spectrogrammes des déstabilisations interfaciales, des variations du diamètre et du déplacement du centre du jet par rapport à l'axe de la configuration coaxiale sont présentés sur les figures 4.17, 4.18, et 4.19. Pour des raisons de lisibilité, les ordres de grandeur des énergies des spectres n'étant pas les mêmes pour les positions $\frac{x}{D_1} \leq 5$ et $\frac{x}{D_1} \geq 5$ environ, ces spectres sont séparés en deux parties.

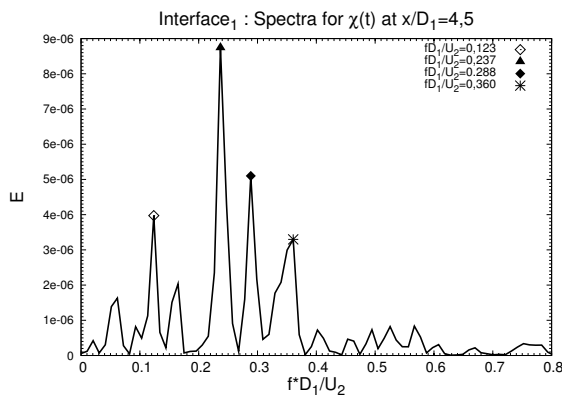
Les spectres de fréquences des déstabilisations interfaciales, présentés sur la figure 4.17, obtenus à l'aide d'une ligne de mesure suivant l'interface, montrent un contenu fréquentiel riche. Le spectrogramme peut être divisé en deux groupes de fréquences. Le premier groupe, observable dès les premières positions $\frac{x}{D_1}$, est composé des fréquences comprises entre $\frac{fD_1}{U_2} = 0.23$ et $\frac{fD_1}{U_2} = 0.36$. Le deuxième groupe de fréquences, associé à la dynamique majoritaire de l'écoulement pour les positions $\frac{x}{D_1} \geq 6.0$, est composé des fréquences comprises entre $\frac{fD_1}{U_2} = 0.06$ et $\frac{fD_1}{U_2} = 0.2$. L'analyse fréquentielle réalisée sur les signaux temporels de diamètre du jet et de déplacement du centre permettent de séparer ces deux groupes de fréquences.

Les spectres de fréquences issus de l'analyse menée sur les signaux de variations temporelles du diamètre du jet sont présentés sur la figure 4.18. Le contenu fréquentiel du spectrogramme, que nous associons aux fréquences de l'instabilité interfaciale primaire, est également riche. Malgré cette richesse, le groupe des hautes fréquences précédemment mis en avant, semble dominer. Le spectrogramme issu de l'analyse fréquentielle réalisée sur les signaux temporels de variations de la position du centre du jet est présenté sur la figure 4.19. Son contenu fréquentiel, que nous associons aux fréquences du phénomène de battement du jet, est moins riche que celui de la précédente étude, et une bande de basses fréquences domine clairement. Cette double analyse

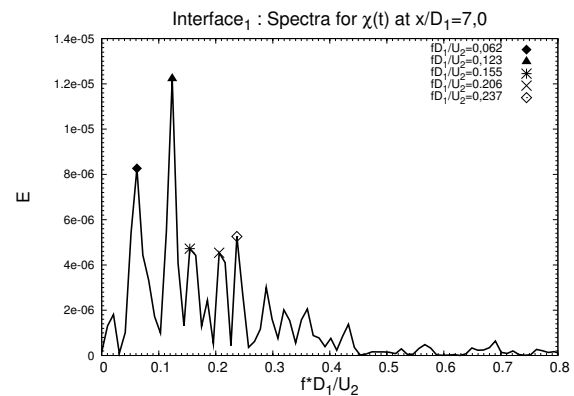


(a) Analyse fréquentielle réalisée sur le signal temporel de $\chi(x, t)$ sur la ligne de mesure longeant l'interface, pour $1.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 5.0$.

(b) Analyse fréquentielle réalisée sur le signal temporel de $\chi(x, t)$ sur la ligne de mesure longeant l'interface, pour $5.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 14$.

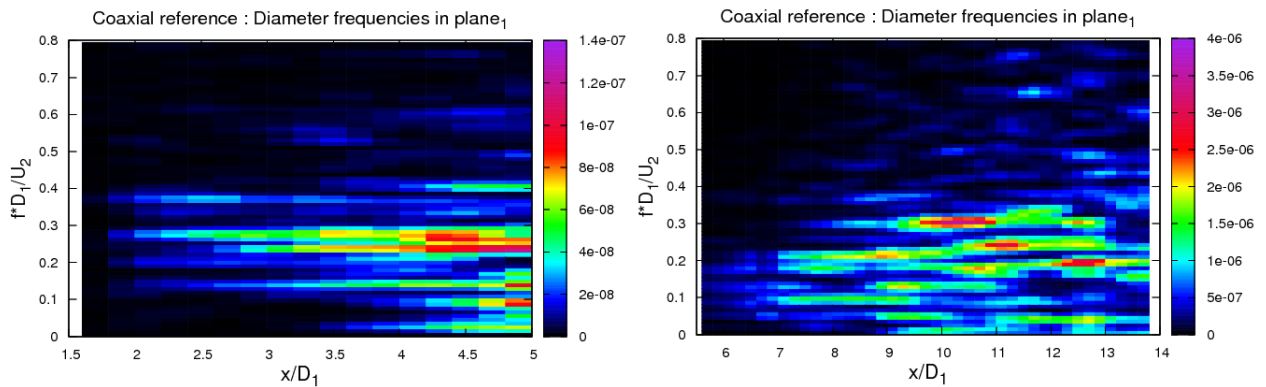


(c) Spectre de fréquence réalisé en $\frac{x}{D_1} = 4.5$.



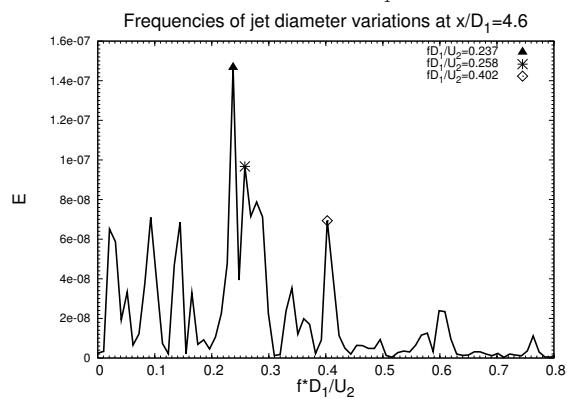
(d) Spectre de fréquence réalisé en $\frac{x}{D_1} = 7.0$.

FIGURE 4.17 – Analyse fréquentielle des signaux de la ligne de mesure longeant l'interface. Deux groupes de fréquences se distinguent : fréquences globalement plus élevées pour $\frac{x}{D_1} \leq 5$ environ, puis fréquences globalement plus basses pour $\frac{x}{D_1} \geq 7$ environ.

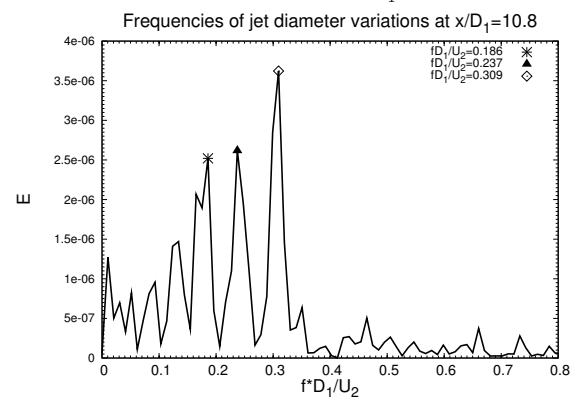


(a) Analyse fréquentielle réalisée sur les signaux de variation du diamètre, pour $1.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 5.0$.

(b) Analyse fréquentielle réalisée sur les signaux de variation du diamètre, pour $5.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 14$.

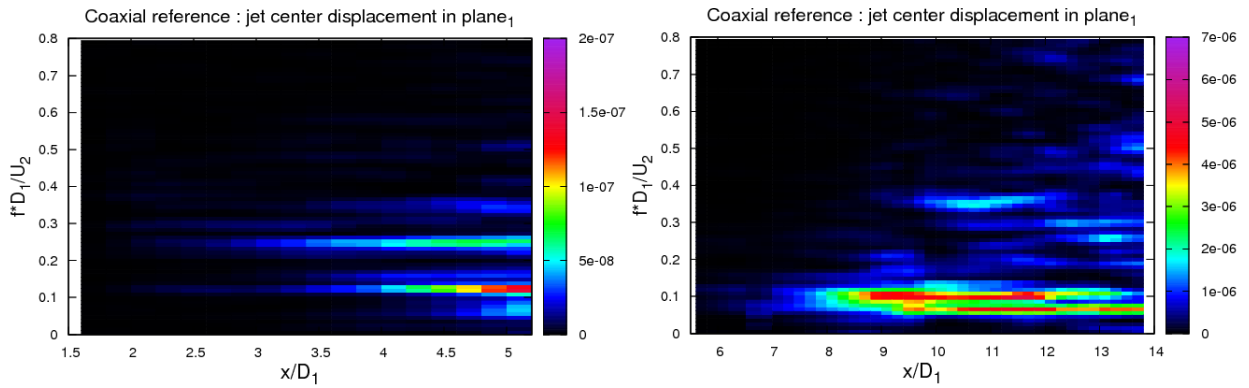


(c) Spectre de fréquences issu de l'analyse du signal de variation du diamètre en $\frac{x}{D_1} = 4.6$.



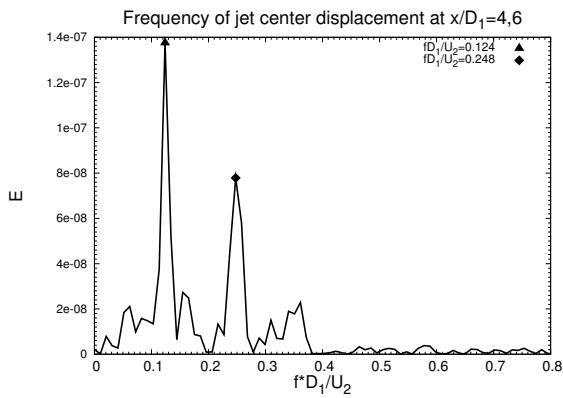
(d) Spectre de fréquences issu de l'analyse du signal de variation du diamètre en $\frac{x}{D_1} = 10.8$

FIGURE 4.18 – Spectres de fréquences issus de l'analyse des signaux de variation du diamètre. Le groupe des fréquences les plus élevées domine.

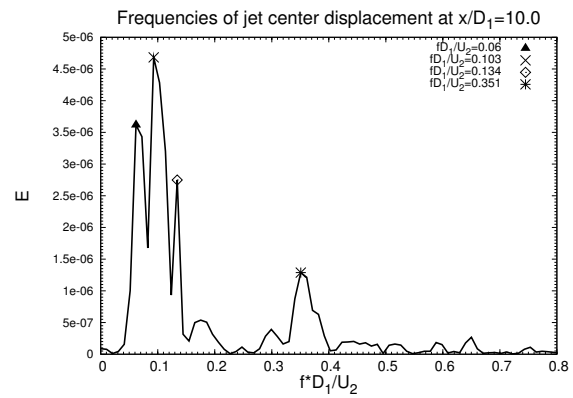


(a) Analyse fréquentielle réalisée sur les signaux de déplacement du centre, pour $1.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 5.0$.

(b) Analyse fréquentielle réalisée sur les signaux de déplacement du centre, pour $5.5 \leq \frac{x}{D_1} \leq 14$.

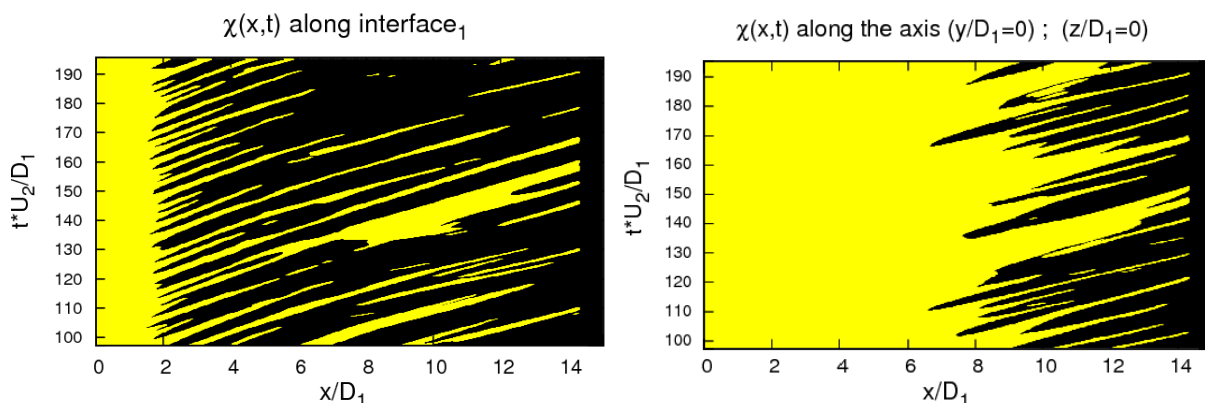


(c) Spectre de fréquences issu de l'analyse du signal de déplacement du centre en $\frac{x}{D_1} = 4.6$



(d) Spectre de fréquences issu de l'analyse du signal de déplacement du centre $\frac{x}{D_1} = 10.0$

FIGURE 4.19 – Spectres de fréquences issus de l'analyse des signaux de déplacement du centre. Le groupe des fréquences les plus basses domine.



(a) Diagramme de Hovmöller issu d'une ligne de mesure longeant l'interface. (b) Diagramme de Hovmöller issu de la ligne de mesure le long de l'axe du jet.

FIGURE 4.20 – Diagrammes de Hovmöller réalisés le long de l'interface (a) et de l'axe du jet (b). Ils illustrent une accélération progressive des vagues interfaciales, un appariement et une division des vagues. Le battement du jet est décelable pour $\frac{x}{D_1} \geq 8$ environ.

permet ainsi de mieux comprendre le spectrogramme des déstabilisations interfaciales (cf. 4.17), et de confirmer les visualisations de l'écoulement faites en 4.5.1. Pour les premières positions $\frac{x}{D_1}$, le jet est principalement sujet à des déstabilisations interfaciales, qui, en s'appariant, provoquent un battement du jet. Cet appariement de vagues interfaciales induit une fréquence de battement du jet environ égale à la moitié de celle des déstabilisations interfaciales primaires.

Analyse du diagramme de Hovmöller Le diagramme de Hovmöller, réalisé sur la fonction indicatrice de phase le long de l'interface (ligne de mesure positionnée de façon à longer le contour de taux de présence liquide $\alpha = 0.1$ pour $\frac{x}{D_1} \leq 5$) est présenté sur la figure 4.20(a). Il illustre un phénomène d'appariement de vague, visible vers $\left(\frac{x}{D_1} = 5 ; \frac{tU_2}{D_1} = 128\right)$. Une division de vague est également observable, vers $\left(\frac{x}{D_1} = 12 ; \frac{tU_2}{D_1} = 148\right)$, causée par les développements ligamentaires à l'extrémité de la vague. Les pentes dans le diagramme de Hovmöller s'inclinent régulièrement avec la distance à l'injection, signe d'une accélération. Nous avons observé dans le cas de la nappe plane (partie 3.2.3.3) une accélération du liquide, entre les distances alors appelées L_{core} et L_{flapp} . Cette accélération faisait passer la vitesse du liquide de $U_{c_{laire}} \simeq U_{c_{Dimotakis}}$ à $U_{c_{flapp}} \simeq 2 \cdot U_{c_{Dimotakis}}$. Dans le cas coaxial, l'analyse est la suivante : pour les positions situées entre $\frac{x}{D_1} = 2$ et $\frac{x}{D_1} = 5$ environ, une pente constante est observée, permettant d'évaluer une vitesse de :

$$\frac{U_c}{U_2} \simeq 0.25 \quad (4.2)$$

Tout comme ce qui a été observé dans le cas de la nappe plane, cette vitesse s'accorde assez bien (en étant légèrement inférieure) avec la prévision théorique de Dimotakis, qui est dans ce cas,

$$\frac{U_{c_{Dimotakis}}}{U_2} = 0.29. \quad (4.3)$$

La vitesse maximale des vagues mesurée à la fin du domaine est :

$$\frac{U_{cmax}}{U_2} \simeq 0.37 \quad (4.4)$$

Le diagramme de Hovmöller réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ le long de l'axe du jet est présenté sur la figure 4.20(b). Le phénomène de battement global du jet est décelable pour $\frac{x}{D_1} \geq 8$ environ. La vitesse convective attribuée au phénomène de battement global du jet, mesurée par les pentes de ce diagramme est environ :

$$\frac{U_{cflapp}}{U_2} \simeq 0.37 \quad (4.5)$$

Les vagues sont ainsi accélérées d'un facteur 1.5 environ entre le phénomène de déstabilisation interfaciale pour $\frac{x}{D_1} \leq 5$ environ, et le phénomène de battement global du jet pour $\frac{x}{D_1} \geq 8$ environ.

Bilan de l'analyse de la configuration coaxiale de référence La figure 4.21 résume les mécanismes de déstabilisations auxquelles est soumis le jet coaxial de référence.

- Le cisaillement imposé par la phase rapide donne naissance à des vagues interfaciales. Plusieurs modes de déstabilisation de l'interface sont observés (I). Ces vagues sont convectées de façon parallèle à l'axe du jet pour les premières distances $\frac{x}{D_1}$.
- A partir de $\frac{x}{D_1} \geq 3.0$ environ, ces vagues se décalent de façon alternée, et se déplacent de façon oblique par rapport à l'axe du jet. Ces vagues obliques s'apparient entre elles (II), formant un vague de forme aplatie.
- L'appariement de deux vagues interfaciales fait naître le phénomène de battement du jet, provoquant le déplacement du centre du jet autour de l'axe. Le phénomène d'appariement de deux vagues interfaciales en une vague de battement semble réduire la fréquence de battement à environ la moitié de la fréquence des déstabilisations interfaciale (III).
- Les déstabilisations interfaciales sont sujettes à une accélération lors de leur appariement (IV), et donc de la naissance du battement. Cette accélération est plus modérée que celle notée pour le cas de la nappe plane.
- Les vagues sujettes au phénomène de battement se divisent en leurs extrémités en des digitations (V), se brisant elles-mêmes en gouttes.

4.6 Influence des paramètres d'injection sur la dynamique

Nous venons de comparer les aspects statistiques et dynamiques des configurations planes à leurs homologues coaxiales. Cette étude comparative fait apparaître des différences marquées du comportement du jet entre la géométrie de nappe plane cisailée, simplification académique du jet coaxial, et la géométrie de jet coaxial elle-même. Il est ainsi important de s'assurer que l'influence de la taille de couche limite de la phase rapide δ_2 , ayant fait l'objet de la partie 3.3, est également présente dans la configuration coaxiale. Nous réalisons pour cela une étude de sensibilité à δ_2 .

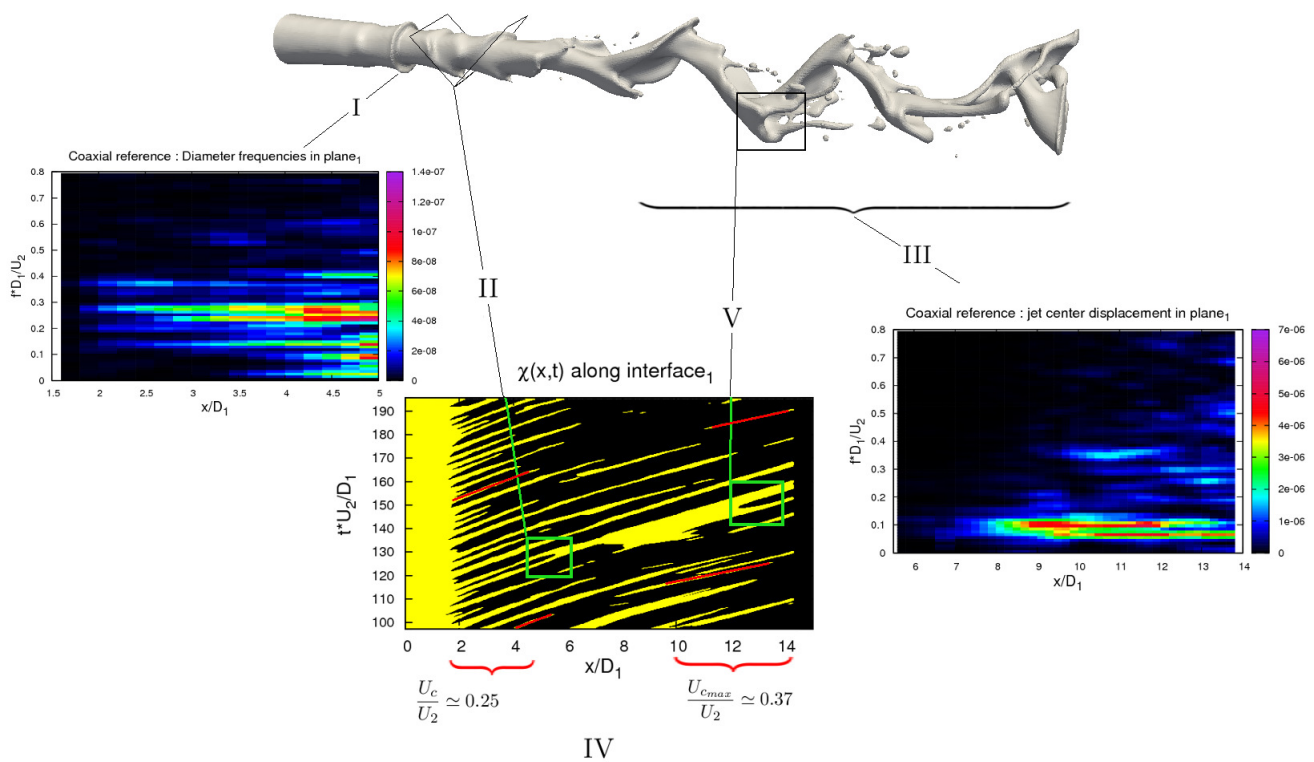


FIGURE 4.21 – Résumé des mécanismes auxquels est soumis le jet coaxial de référence. Les labels I à V sont détaillés dans le bilan encadré à la fin de la sous-section 4.5.4.

L'une des grandes problématiques de ces écoulements liquide cisailés par une phase rapide est l'absence de caractérisation adimensionnelle pour les aspects dynamiques. Cette absence de caractérisation vient du fait qu'un nombre trop important de paramètres physiques, ainsi que d'échelles de longueur caractéristiques, interviennent dans ces écoulements. Il existe alors de multiples façon de définir des nombres adimensionnels caractéristiques. Les nombres de Reynolds et de Weber peuvent être ainsi successivement définis dans la phase liquide ou rapide, et se baser sur le diamètre du jet liquide, sur l'épaisseur de la phase rapide, ou sur les épaisseur de couche limite de l'une ou l'autre des phases. En ce qui concerne le nombre de Weber, non seulement la définition d'une échelle de longueur caractéristique est délicate, mais la vitesse à prendre en compte peut être soit la vitesse de l'une ou l'autre des phases, soit encore la vitesse relative entre les phases.

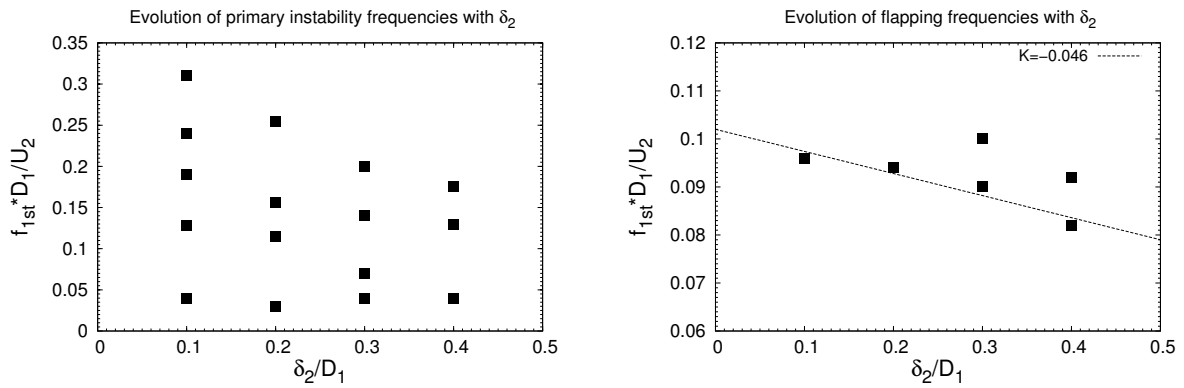
Nous souhaitons réaliser une étude permettant de mieux cerner l'effet des paramètres adimensionnels sur la dynamique du jet. Il est cependant illusoire de vouloir mener une étude paramétrique dans laquelle l'un des multiples nombres adimensionnels potentiellement définissables serait modifié sans qu'aucun autre ne le soit. L'étude que nous présentons dans cette sous-section, après avoir étudié l'effet de δ_2 , se concentre sur les effets des modifications de quelques-uns des paramètres d'injection. Les effets du rapport des vitesses, du rapport des flux de quantité de mouvement et du rapport des masses volumiques sont ainsi abordés dans cette section.

4.6.1 Influence de δ_2

Nous avons observé dans le cas de la nappe liquide plane, une variation linéaire de la fréquence de battement avec la taille de couche limite de la phase rapide δ_2 (section 3.3). Afin de nous assurer que ce résultat reste toujours valable en géométrie coaxiale, nous étudions dans cette sous-section l'influence de δ_2 sur les fréquences de déstabilisation interfaciale et sur le phénomène de battement du jet. La taille de couche limite de la phase rapide δ_2 est ainsi augmentée à partir de la configuration de référence décrite en 4.5. Cette étude de sensibilité diffère cependant de celle réalisée dans le cas de la nappe plane (partie 3.3), par la gamme de δ_2 étudiée. La géométrie coaxiale de référence, telle que nous l'avons définie, a une épaisseur de phase rapide $\frac{H_2}{D_1} = 0.5$, dans le but de limiter le confinement du jet, et de permettre le battement de celui-ci. Cette épaisseur de phase rapide H_2 ne nous permet pas de faire varier δ_2 sur une gamme aussi large que dans le cas de la nappe plane. Dans la présente étude, les tailles de couche limite de la phase rapide simulées sont les suivantes :

$$\frac{\delta_2}{D_1} = 0.1 \quad ; \quad 0.2 \quad ; \quad 0.3 \quad ; \quad 0.4$$

L'ensemble des fréquences significatives présentes dans les spectres de déstabilisation interfaciale (variations du diamètre du jet) et de battement du jet (déplacement du centre du jet) sont représentées sur les figures 4.22(a) et 4.22(b). Une globale diminution des fréquences de déstabilisation interfaciale est observable avec l'augmentation de δ_2 . Les fréquences de battement mesurées présentent également une décroissance, quasi-linéaire. La précision sur le coefficient que l'on peut mesurer pour l'évolution des fréquences de battement du jet ($K = -0.046$) est faible, compte-tenu du fait qu'il n'est obtenu que sur 4 points. Notons de plus que la présence de plusieurs composantes fréquentielles dans les spectres nous impose de faire un choix pour évaluer ce coefficient, et que d'autres choix sont possibles. Nous pouvons noter, malgré l'imprécision sur ce coefficient, que la décroissance de la fréquence de battement est moins marquée que dans le cas de la nappe plane, où nous avons observé $K = -0.115$.



(a) Evolution des fréquences de déstabilisation inter-faciale avec δ_2 . (b) Evolution des fréquences de battement avec δ_2 et fonction $f = -0.046 \left(\frac{\delta_2}{D_1} \right) + 0.102$.

FIGURE 4.22

4.6.2 Effet du rapport des vitesses

Le rapport des vitesses $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ est un paramètre important pour la dynamique des jets coaxiaux monophasiques. Ce paramètre influe sur les fréquences de passage des structures tourbillonnaires "internes" et "externes" [20], et une zone de recirculation vient envahir le cône potentiel interne lorsque ce rapport r_u excède une valeur critique [108]. Cette recirculation affecte alors la dynamique des structures tourbillonnaires des deux couches cisailées [2]. L'effet de ce rapport de vitesse r_u sur la dynamique du jet diphasique est encore mal connu. Nous choisissons donc d'étudier son effet dans cette sous-section. La modification du rapport des vitesses $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ est réalisée par la modification de la vitesse liquide U_1 , tout en conservant une vitesse de phase rapide U_2 unitaire, à partir de la configuration de référence décrite en 4.5. Quatre différentes valeurs du rapport $\frac{U_2}{U_1}$ sont simulées :

$$r_u = \frac{U_2}{U_1} = 6 ; 13 ; 20 ; 40$$

Nous avons noté lors de l'analyse statistique de la configuration de référence (sous-section 4.5.2) une forte diminution de la vitesse liquide sur l'axe dans la zone proche de l'injection. Cette forte diminution de vitesse compense l'accélération induite par la contrainte de cisaillement imposée par la phase rapide à l'interface, au point que cette vitesse liquide approche une valeur nulle sur l'axe dans le cas de la référence. Nous observons dans la présente étude l'apparition d'une zone de recirculation proche de l'injection lorsque le rapport r_u devient trop important, tout comme ce qui est observé dans le cas monophasique. Ce phénomène est illustré sur les coupes colorées par la vitesse liquide instantanée U_1 de la figure 4.23, ainsi que sur la figure 4.24(a). Cette dernière figure montre que, pour les simulations réalisées, la valeur du rapport de vitesse critique r_{uc} au-delà duquel une recirculation est observée est de l'ordre de $13.5 < r_{uc} < 20$.

L'augmentation du rapport de vitesse, et l'apparition d'une zone de recirculation, s'accompagne de la modification de l'amplitude du battement. Cette amplitude est calculée comme la moyenne spatio-temporelle de la distance à l'axe du centre du jet. La moyenne spatiale est réalisée en moyennant les moyennes temporelles obtenues sur chacun des deux plans transverses, sur lesquels sont mesurés les déplacements du centre. La figure 4.24(b) illustre l'augmentation

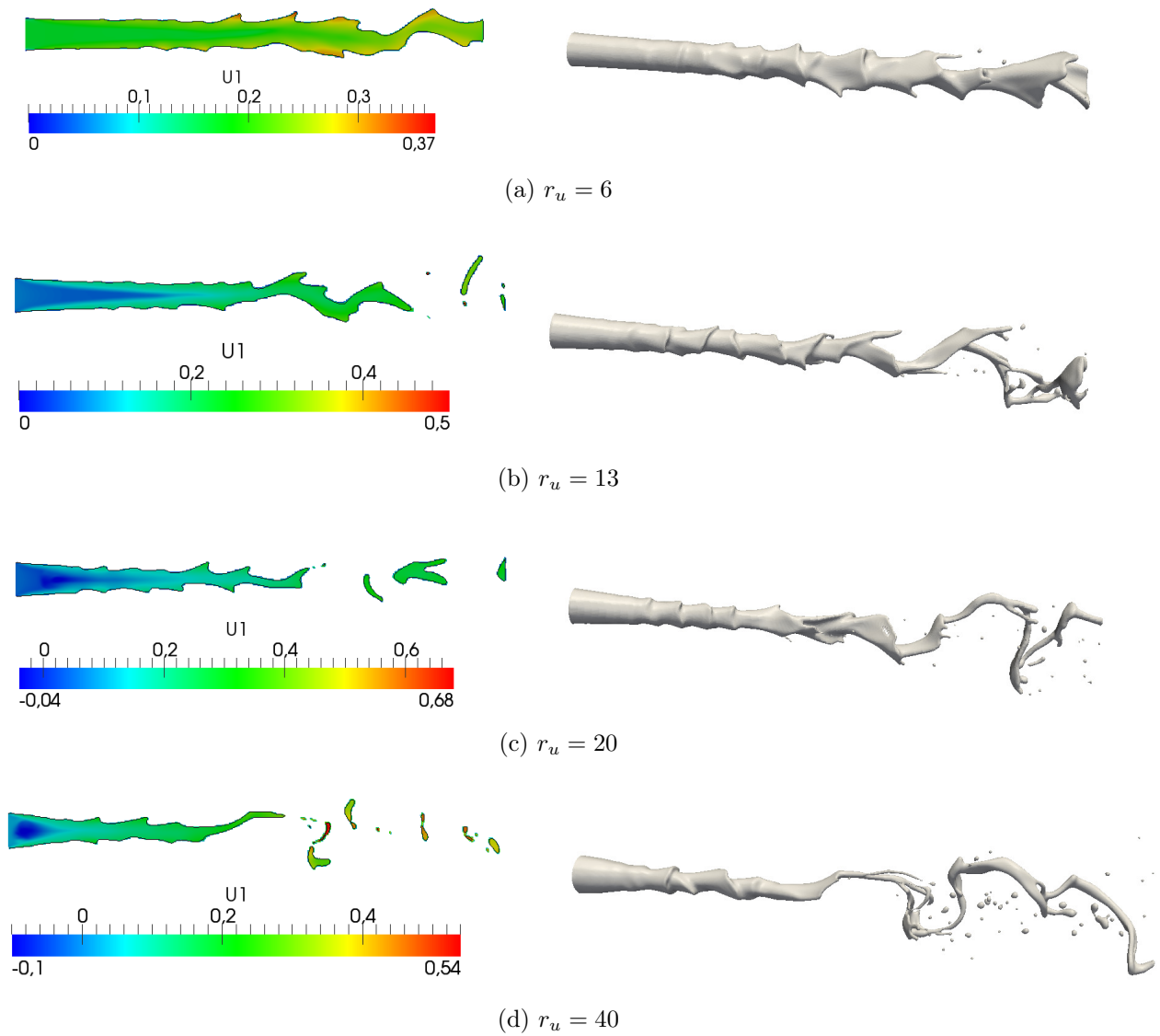
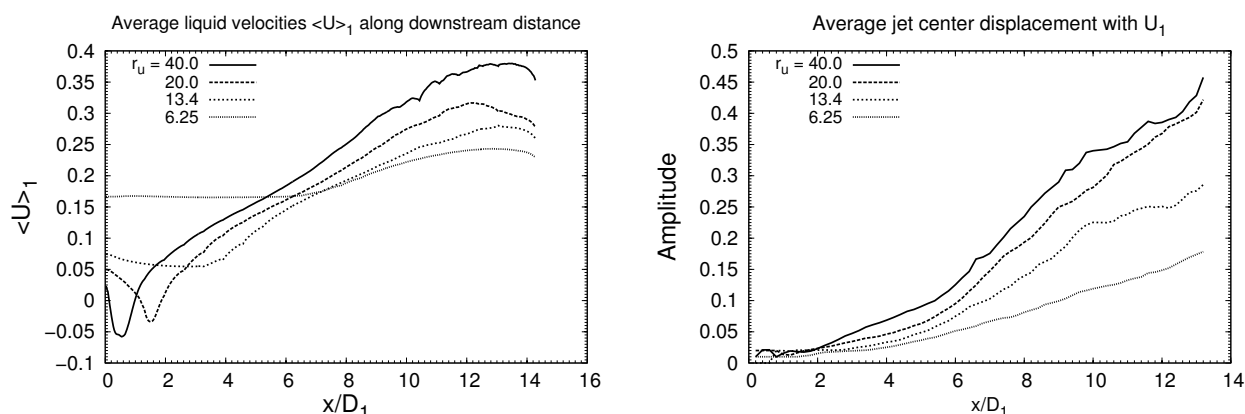


FIGURE 4.23 – Coupe colorée par la vitesse liquide U_1 (à gauche) et aspect global du jet (à droite) pour les différentes simulations réalisées lors de l'étude de l'effet de r_u .



(a) Apparition d'une zone de recirculation proche de l'injection avec la diminution de U_1 . (b) Augmentation de l'amplitude du battement avec la diminution de U_1 .

FIGURE 4.24 – (a) : Vitesse moyenne conditionnée par le liquide $\langle U \rangle_1$ le long de l'axe. (b) : Amplitude du battement avec la modification de $r_u = \frac{U_2}{U_1}$.

de l'amplitude de battement avec l'augmentation du rapport de vitesse.

4.6.3 Effet du rapport des flux de quantité de mouvement M

Le rapport des flux de quantité de mouvement $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ est un paramètre largement mis en avant dans l'étude bibliographique pour caractériser les écoulements liquide-gaz. Nous rappelons que ce paramètre M est issu d'un modèle caractérisant l'entraînement du liquide vers la phase rapide [107], et les observations expérimentales confirment son effet sur la longueur de liquide non entraîné par la phase rapide [71]. Certains auteurs [11, 12] proposent également d'utiliser ce paramètre M pour caractériser les aspects dynamiques de ces écoulements liquide cisailés, en le faisant intervenir dans les lois d'évolution de fréquence de battement d'une nappe plane cisailée. Nous souhaitons ainsi étudier l'effet de M sur la dynamique du jet.

4.6.3.1 Effet de la modification de M

Dans cette première étude, trois valeurs différentes de $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ sont simulées :

$$M = 3.6 \quad ; \quad 7.2 \quad ; \quad 18$$

Les paramètres physiques et nombres adimensionnels de ces trois simulations sont présentés au tableau 4.2. Les modifications réalisées pour modifier M entraînent également la modification de nombreux autres paramètres adimensionnels. Nous pouvons noter que le cas $M = 18$ se distingue des deux autres configurations par ses valeurs de vitesse U_1 et U_2 , bien plus faibles que celles des deux autres cas. Les nombres de Reynolds et de Weber proposés pour caractériser cet écoulement sont par conséquent également plus faibles que ceux des deux autres cas.

La figure 4.25(a) illustre que l'amplitude moyenne du battement n'évolue pas de façon monotone avec la modification de M , puisque le cas ayant le plus grand rapport de flux de quantité de mouvement ($M = 18$) a une amplitude de battement comprise entre celle des deux autres cas. Le cœur liquide, illustré par le taux de présence du liquide le long de l'axe sur la figure

$M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$	3.6	7.2	18
U_2	2.138	2.37	1.0
U_1	0.3563	0.28	0.0745
ρ_2	1.0	1.0	1.0
ρ_1	10.0	10.0	10.0
$Re_2 = \frac{\rho_2 U_2 H_2}{\mu_2}$	4276	4740	2000
$Re_1 = \frac{\rho_1 U_1 D_1}{\mu_1}$	7126	5600	1490
$We_2 = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\sigma}$	1142	1404	250
$We_1 = \frac{\rho_1 U_1^2 D_1}{\sigma}$	634.8	392	277.5
$We_{2\Delta U} = \frac{\rho_2 (U_2 - U_1)^2 D_1}{\sigma}$	1587	2184	428.3

TABLE 4.2 – Paramètres caractéristiques des simulations réalisées pour l’étude de la modification de M .

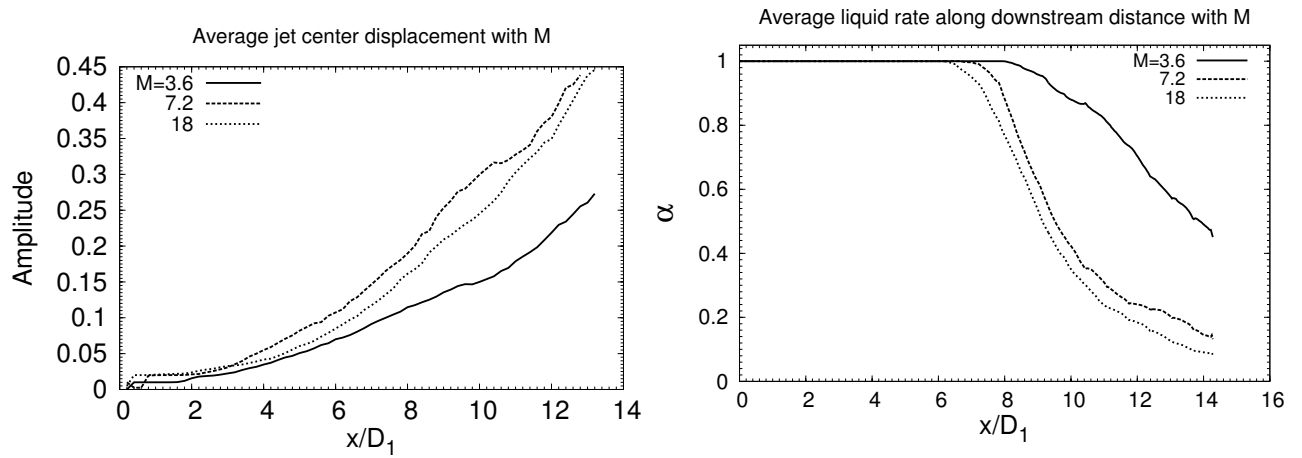
4.25(b), semble être bien caractérisé par M , puisqu’il présente une évolution monotone avec la modification de ce paramètre M , traduisant les effets d’entraînement.

Ce travail n’étudie certes pas les mécanismes d’atomisation, mais les visualisations de l’aspect des jets simulés présentés sur la figure 4.26 indiquent que l’état d’atomisation du jet n’est pas corrélé à la valeur de M . Le cas ayant le plus grand rapport de flux de quantité de mouvement ($M = 18$) est le cas pour lequel se forment le moins de gouttes. Sur le jet issu de la configuration $M = 3.6$, les vagues se divisent en des ligaments plus nombreux que ceux observés dans le cas précédemment évoqué, et quelques gouttes sont visibles. Enfin, le jet issu de la configuration $M = 7.2$ est le plus déstabilisé, puisque le développement de nombreux ligaments est visible, ainsi que leur brisure en gouttes. L’évolution de l’état d’atomisation du jet semble avoir lieu de façon monotone avec les nombres de Reynolds et de Weber pouvant caractériser la phase rapide, mais pas forcément avec ceux pouvant caractériser la phase liquide. Le jet le plus déstabilisé est celui ayant les plus grands nombres Re_2 et We_2 , mais pas forcément les plus grands nombres Re_1 ou We_1 .

4.6.3.2 Effet de la conservation de M

Nous venons de voir que l’amplitude du battement et l’état visuel d’atomisation du jet ne semblent pas reliés à M . Ce paramètre semble toutefois bien décrire la longueur du cœur liquide. Afin de confirmer l’effet de M sur la taille du cœur liquide, des simulations sont réalisées à M fixé. Les valeurs des vitesses sont ainsi modifiées, sans modifier leur rapport. Les masses volumiques ne sont pas variées. Les paramètres de simulation et nombres adimensionnels des trois simulations réalisées à M fixé sont présentés au tableau 4.3.

La figure 4.27(a) montre bien que M ne caractérise pas la dynamique du jet, car des amplitudes de battement différentes peuvent être obtenues pour une même valeur de M . La figure 4.27(b) illustre de plus que M ne caractérise pas forcément non plus la longueur de cœur liquide. Le battement du jet, dont l’amplitude n’est pas fixée par M , a un effet sur la longueur de cœur liquide. Cette longueur peut alors être largement modifiée pour une même valeur de M .

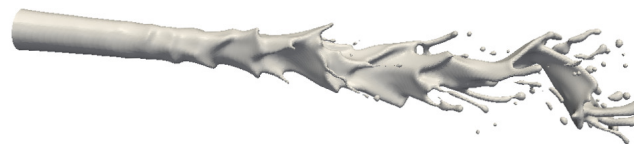


(a) Evolution des amplitudes de battement avec M . (b) Evolution du taux de présence liquide α le long de l'axe avec M .

FIGURE 4.25 – (a) : Evolution de l'amplitude du battement et (b) : des taux de présence liquide le long de l'axe avec la modification de M .



(a) Aspect de l'écoulement pour la configuration $M = 3.6$ ($U_2 = 2.138$)



(b) Aspect de l'écoulement pour la configuration $M = 7.2$ ($U_2 = 2.37$)



(c) Aspect de l'écoulement pour la configuration $M = 18$ ($U_2 = 1.0$)

FIGURE 4.26 – Visualisation des trois écoulements simulés pour l'étude de la variation de M .

M	18	18	18
U_2	0.5	1.0	2.0
U_1	0.03726	0.0745	0.01491
ρ_2	1.0	1.0	1.0
ρ_1	10.0	10.0	10.0
$Re_2 = \frac{\rho_2 U_2 H_2}{\mu_2}$	1000	2000	4000
$Re_1 = \frac{\rho_1 U_1 D_1}{\mu_1}$	745.2	1490	2980
$We_2 = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\sigma}$	62.5	250	1000
$We_1 = \frac{\rho_1 U_1^2 D_1}{\sigma}$	6.9	27.8	111
$We_{2\Delta U} = \frac{\rho_2 (U_2 - U_1)^2 D_1}{\sigma}$	107	428	1712

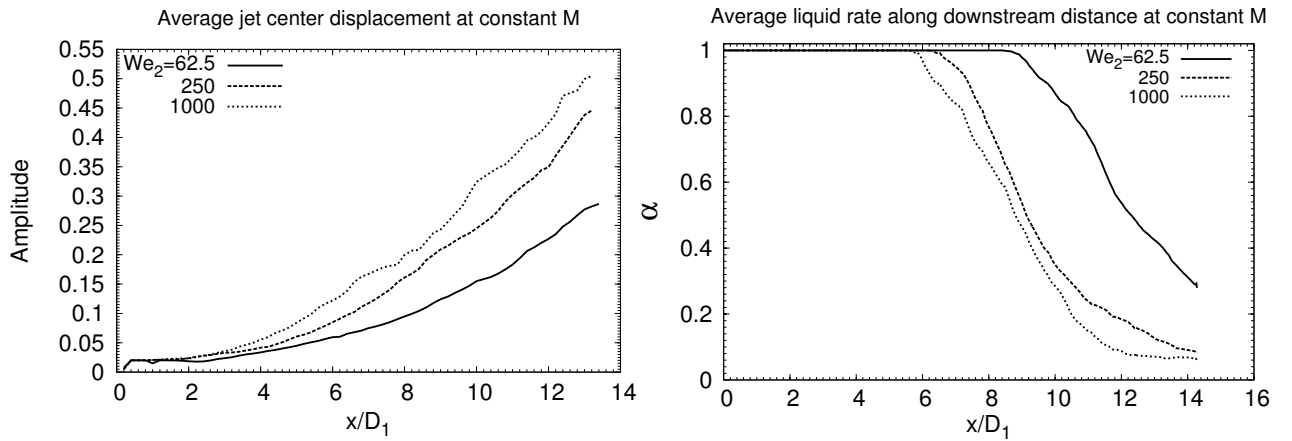
TABLE 4.3 – Paramètres de simulation pour l'étude réalisée à M constant.(a) Evolution de l'amplitude du battement à M constant. (b) Evolution du taux de présence liquide α le long de l'axe à M constant.

FIGURE 4.27 – Evolution de (a) : l'amplitude du battement et (b) : des taux de présence liquide à M constant. Le choix de caractériser les simulations par leur nombre de We_2 est arbitraire.

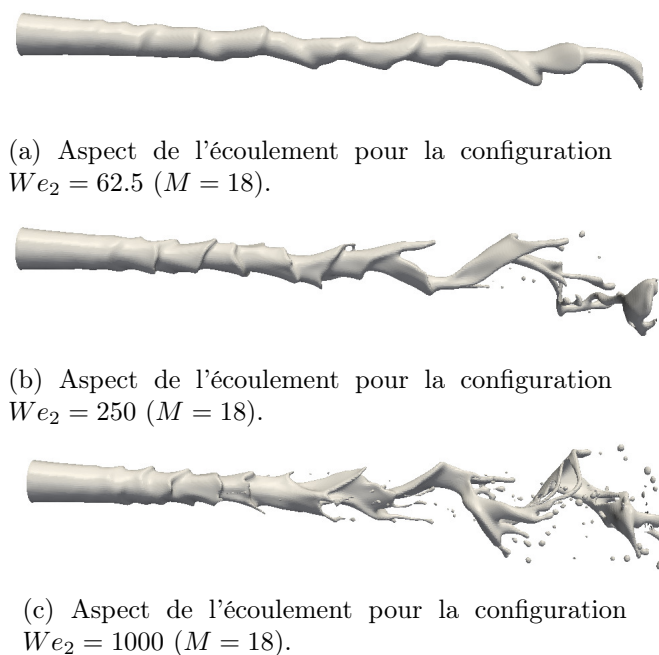


FIGURE 4.28 – Visualisation des trois écoulements simulés pour l'étude réalisée à M constant. Le choix de caractériser les jets par leur We_2 est arbitraire.

Les aspects des jets correspondant aux trois simulations réalisées sont présentés sur la figure 4.28. Cette figure illustre encore une fois que M n'est pas caractéristique de l'état d'atomisation du jet. Des résultats très différents peuvent en effet être obtenus pour une même valeur de M . L'état d'atomisation des jets issus de cette étude évolue bien de façon monotone avec les nombres de Reynolds et de Weber pouvant décrire la phase rapide.

Ces études montrent que le paramètre M ne contrôle pas la dynamique de battement du jet. Cette conclusion peut être retrouvée dans des résultats expérimentaux antérieurs. En effet, les valeurs de M pour chacun des points expérimentaux présentés par Lozano sur la figure 9 de [80], (cf. 1.16(b) présentée dans l'état de l'art) ont été calculées : pour des mêmes valeurs de M , certains points expérimentaux se situent dans la zone "B", caractérisée par un fort battement de la nappe plane, alors que d'autres points se situent dans la zone "C" où le battement est peu marqué.

4.6.4 Effet du rapport des masses volumiques

Les études expérimentales sont majoritairement réalisées en air et en eau (ou kérosène), à la pression atmosphérique. La chambre de combustion étant un milieu pressurisé, il est important d'évaluer l'influence du rapport des masses volumique $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, afin de pouvoir transposer les résultats obtenus de façon expérimentale à la chambre de combustion pressurisée. Cette modification du rapport des masses volumiques est délicate à réaliser de façon expérimentale. Nous modifions dans cette sous-section le rapport de masse volumique $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, en modifiant ρ_2 à partir de la configuration de référence décrite en 4.5. Aucun autre paramètre n'est modifié. Trois valeurs du rapport $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ sont simulées :

M	18	18	18
ρ_2	0.5	1.0	2.0
ρ_1	10.0	10.0	10.0
U_2	1.0	1.0	1.0
U_1	0.0745	0.0745	0.0745
$Re_2 = \frac{\rho_2 U_2 H_2}{\mu_2}$	1000	2000	4000
$Re_1 = \frac{\rho_1 U_1 D_1}{\mu_1}$	1490	1490	1490
$We_2 = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\sigma}$	125	250	500
$We_1 = \frac{\rho_1 U_1^2 D_1}{\sigma}$	27.8	27.8	27.8
$We_{2\Delta U} = \frac{\rho_2 (U_2 - U_1)^2 D_1}{\sigma}$	214	428.3	856.5

TABLE 4.4 – Caractéristiques des simulations réalisées pour l'étude de la variation du rapport $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 0.05 \quad ; \quad 0.1 \quad ; \quad 0.2$$

Les paramètres correspondant à cette étude sont présentés dans le tableau 4.4. La figure 4.29(a) illustre que l'augmentation du rapport de masse volumique réalisée n'induit pas forcément une augmentation régulière de l'amplitude du battement. Il semble donc exister une valeur de $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ pour laquelle cette amplitude soit maximale. Le taux de présence liquide le long de l'axe, présenté sur la figure 4.29(b), ne semble pas non plus être directement relié au rapport de masse volumique, puisque pour des valeurs de r_ρ différentes d'un facteur 2, deux des courbes se superposent.

4.7 Contrôle passif et actif du battement du jet

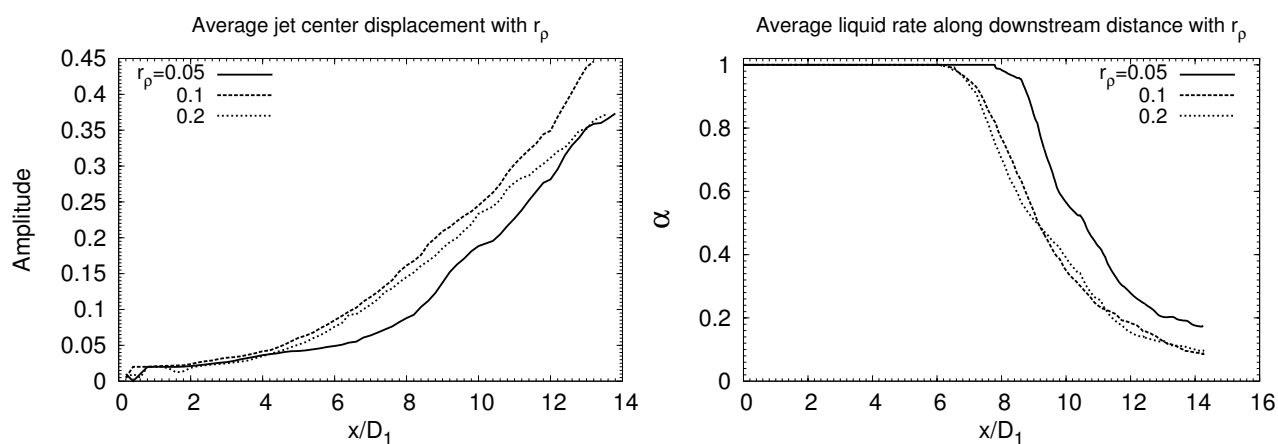
Cette partie s'attache à décrire le contrôle passif et actif du battement du jet. Il est important de vérifier si les moyens de contrôle mis en avant dans la partie 3.4 décrivant le contrôle d'une nappe liquide plane sont également adaptés pour la géométrie coaxiale.

Deux stratégies différentes sont adoptées dans cette section. Nous essayons dans un premier temps de provoquer une dynamique de battement du jet, ou "flapping", à partir d'une configuration n'y étant initialement pas soumise. Dans un deuxième temps, une configuration d'écoulement présentant une importante dynamique de battement est définie, dans le but de rechercher les moyens d'atténuation de ce phénomène.

4.7.1 Déclenchement du battement par l'augmentation de δ_1

Nous avons déjà mis en évidence dans la sous-section décrivant l'effet du rapport de vitesse r_u (sous-section 4.6.2) que l'apparition d'une zone de recirculation au sein du jet liquide, est une première manière d'induire une dynamique de battement au jet coaxial. D'autres moyens de déclenchement de cette dynamique sont recherchés dans cette sous-section.

Il nous faut pour cela préalablement définir une configuration d'écoulement ne présentant pas de dynamique de battement. Nous considérons que l'homologue coaxial du cas plan "Configuration 2 - $\frac{H_2}{H_1} = 0.5$, qui a été présenté en 4.4.2 et 4.4.3 remplit ce rôle. Il s'agit également



(a) Amplitude du battement avec r_ρ . Il existe une valeur de r_ρ pour laquelle l'amplitude est maximale. (b) Evolution du taux de présence du liquide α le long de l'axe avec r_ρ .

FIGURE 4.29 – Déplacement du (a) : centre du jet et (b) : taux de présence liquide le long de l'axe avec la modification de $r_\rho = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, par la modification de ρ_2 .

de la configuration d'écoulement où $r_u = \frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{0.166}$ dans l'étude précédemment menée en 4.6.2 sur l'effet du rapport de vitesse r_u . L'aspect général de ce jet est rappelé sur la figure 4.30 et les paramètres physiques de cette configuration sont rappelés dans le tableau 4.5.

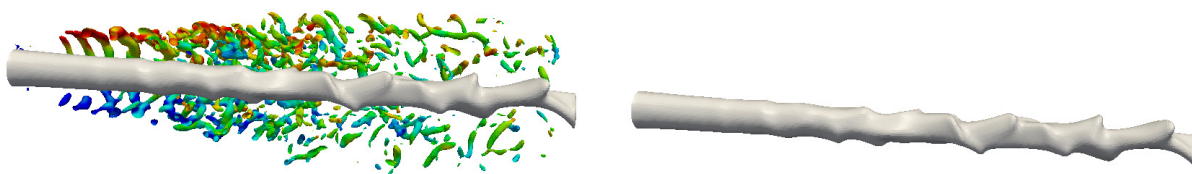


FIGURE 4.30 – Aspect général de la configuration de référence ne présentant pas de dynamique de battement. Contours de l'interface (en gris) et contours de critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1} \right)^2$ colorés par la vorticité transverse ω_z . Seule une moitié des contours de critère Q est représentée.

Nous mettons en évidence dans cette sous-section que l'augmentation de la taille de couche limite liquide δ_1 permet de provoquer une dynamique de battement du jet. A partir de la configuration d'écoulement ne présentant pas de dynamique de battement, l'épaisseur de couche limite liquide δ_1 , initialement égale à $\frac{\delta_1}{D_1} = 0.1$, est augmentée à :

$$\frac{\delta_1}{D_1} = 0.7$$

L'aspect général de l'écoulement résultant de cette nouvelle configuration est présenté sur la figure 4.31. La modification réalisée sur la taille de couche limite liquide δ_1 entraîne des déformations interfaciales plus proches de l'injection, et plus marquées que celles de la configuration de référence sans battement (cf. 4.30). Ces déformations interfaciales plus marquées donnent

Phase	ρ_i	μ_i	U_i	δ_i	σ
Liquide ($i=1$)	10.0	5.0e-4	0.16	0.1	0.002
Phase rapide ($i=2$)	1.0	2.5e-4	1.0	0.1	
Coflow ($i=3$)	1.0	2.5e-4	0.2	0.1	

TABLE 4.5 – Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration ne présentant pas de dynamique de battement.

naissance au phénomène de battement global du jet, par la formation de larges vagues plus en aval.

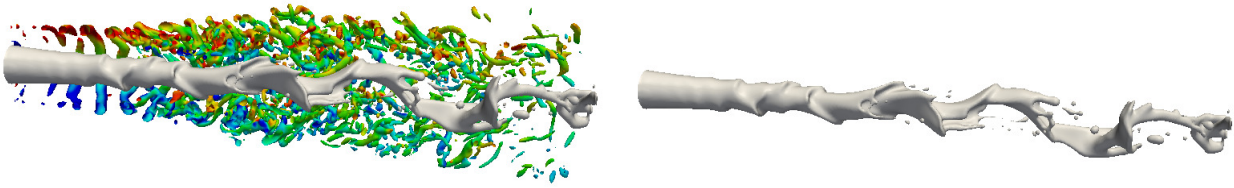


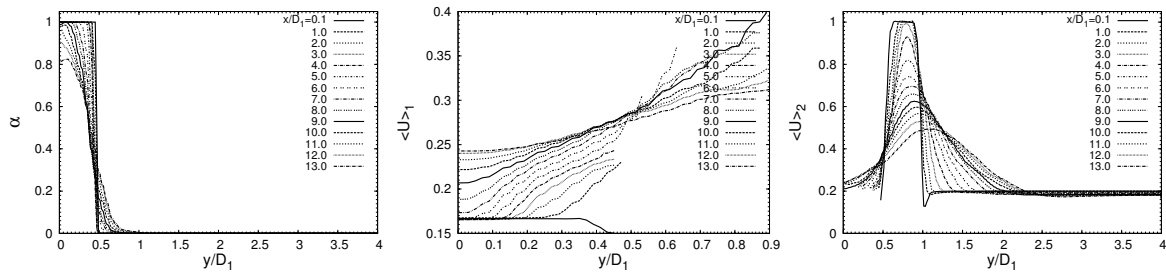
FIGURE 4.31 – Aspect de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (coloré par la vorticité transverse ω_z) après augmentation de $\frac{\delta_1}{D_1}$ à 0.7. Le battement global du jet devient observable.

La naissance de plus nettes déformations interfaciales est la conséquence de l'élargissement de la région liquide soumise à une accélération, illustré sur les profils de vitesse moyenne conditionnées par la phase liquide $\langle U_1 \rangle$, sur les figures 4.32(b) et 4.32(e). Les vagues interfaciales se dissymétrisent de façon plus marquée, favorisant cette accélération, ce qui induit la dynamique de battement. Cela a pour effet une réduction du cœur liquide (cf. 4.32(a) et 4.32(d)), et une diffusion du profil de phase rapide s'effectuant plus vers la phase liquide que dans le cas de la référence sans battement (cf. 4.32(c) et 4.32(f)).

4.7.2 Déclenchement du battement avec un forçage sinusoïdal

Lors de l'étude de la dynamique du jet coaxial de référence réalisée en 4.5, nous avons noté que le battement du jet semble résulter de l'appariement de deux vagues interfaciales. Da Silva et Métais [19] ont montré qu'un phénomène d'appariement de structures tourbillonnaires existe dans le cas d'un jet rond monophasique, donnant naissance à un "jet bifurquant". Ce phénomène est illustré sur la figure 4.33. L'aspect du jet diphasique de référence décrit en 4.5 est également représenté sur cette figure, et montre que le phénomène d'appariement de vagues interfaciales du cas diphasique semble être comparable au phénomène d'appariement de structures tourbillonnaires du cas monophasique. Les auteurs précédemment cités soumettent leur jet à un forçage sinusoïdal, ce qui leur permet de sélectionner ce mode d'écoulement "bifurquant".

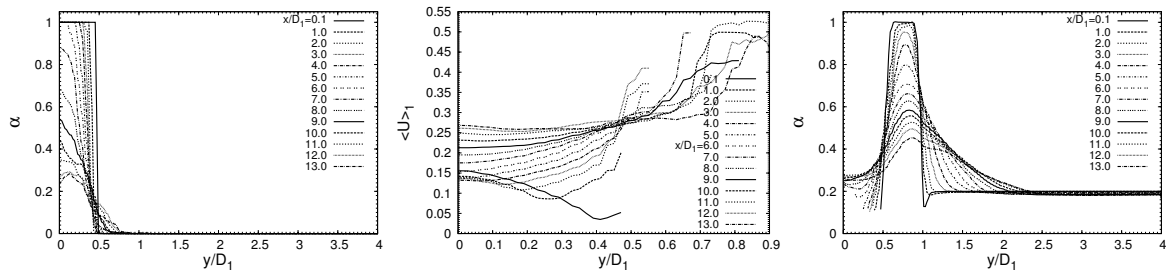
Nous soumettons la configuration coaxiale non-oscillante illustrée sur la figure 4.30 et dont les paramètres physiques sont donnés dans le tableau 4.5 au forçage sinusoïdal décrit par Da Silva et Métais [19]. Ce forçage, imposé à la vitesse liquide U_1 dans l'épaisseur de couche limite



(a) Taux de présence liquide de la référence sans battement : Cœur liquide important.

(b) Profils de vitesse liquide de la référence sans battement : Accélération du liquide non-uniforme.

(c) Diffusion du profil de phase rapide majoritairement dans la couche de mélange monophasique.

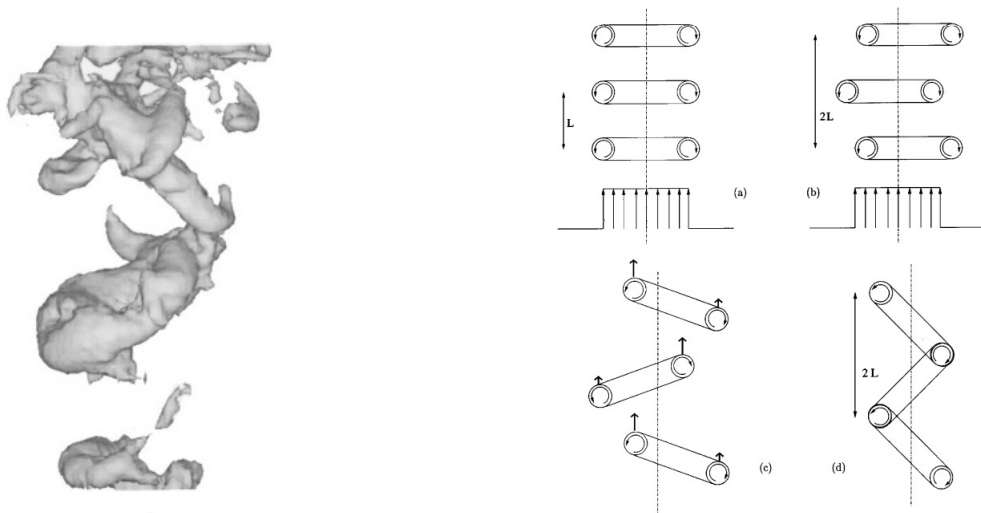


(d) Taux de présence liquide pour $\frac{\delta_1}{D_1} = 0.7$: Cœur liquide plus court que pour la référence.

(e) Profil de vitesse liquide pour $\frac{\delta_1}{D_1} = 0.7$: accélération uniforme.

(f) Diffusion du profil de phase rapide dans la couche monophasique, ainsi que vers le jet liquide.

FIGURE 4.32 – Profils de taux de présence de la phase liquide et de vitesse moyenne conditionnée par chacune des deux phases, pour l'écoulement de référence sans battement, et pour la configuration d'écoulement avec $\frac{\delta_1}{D_1} = 0.7$.



(a) Illustration du phénomène d'appariement de structures tourbillonnaires dans un jet rond monophasique, par la visualisation d'iso-surface de basse pression. D'après [19].

(b) Mécanisme du phénomène d'appariement des structures tourbillonnaires dans un jet rond monophasique. D'après [19].



(c) Mécanisme de battement du jet de référence décrit en 4.5 : appariement de vagues interfaciales.

FIGURE 4.33 – Confrontation des phénomènes d'appariement de structures tourbillonnaires dans un jet rond monophasique, et d'appariement de vagues interfaciales pour un jet coaxial diphasique.

liquide, s'écrit :

$$U_1(y, t) = U_{base} + \epsilon \sin\left(2\pi \frac{St \cdot U_1}{k \cdot D_1} \cdot t\right) \sin\left(\frac{2\pi y}{D_1}\right) \quad (4.6)$$

avec

$$U_{base} = U_1 (-2\eta + 2\eta^3 + \eta^4) \quad ; \quad \eta = \frac{y}{\delta_1} \quad ; \quad St = \frac{f_{flap} \cdot D_1}{U_1}$$

La fréquence de forçage f_{flap} est choisie de façon à être de l'ordre de grandeur de la fréquence naturelle de battement du jet de référence décrit en 4.5. La fréquence de battement mesurée dans ce cas est de l'ordre de $\frac{f_{flap} D_1}{U_2} \simeq 0.1$ (cf. 4.19). Nous choisissons cette fréquence comme fréquence de forçage. L'amplitude ϵ du forçage est choisie faible, de sorte que l'apport énergétique pour réaliser la sélection de ce mode d'écoulement soit modéré, et expérimentalement réalisable. Le paramètre k , définissant le mode principal ($k = 1$) ou harmonique ($k = 2$) du forçage est choisi égal à 1. Les paramètres retenus sont les suivants :

$$\frac{\epsilon}{U_2} = 0.05 \quad ; \quad \frac{f_{flap} \cdot D_1}{U_2} = 0.1 \quad \text{soit} \quad St = \frac{f_{flap} \cdot D_1}{U_1} = 0.6 \quad ; \quad k = 1 \quad (4.7)$$

L'aspect général de l'écoulement résultant de cette configuration forcée est présenté sur la figure 4.34. De larges déstabilisations du jet sont visibles, sous formes de vagues alternées appariées. L'allure des vagues alternées de ce jet forcé s'avère proche des vagues visibles sur la figure 4.33(c) illustrant le jet coaxial de référence décrit en 4.5.

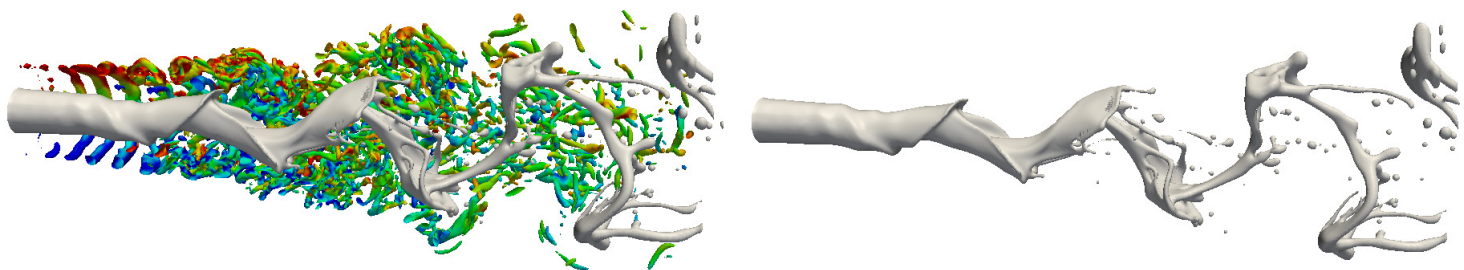


FIGURE 4.34 – Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1}\right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) après forçage sinusoïdal de la configuration de référence sans dynamique de battement. Une dynamique de battement apparaît clairement.

La figure 4.35 illustre bien la forte augmentation de l'amplitude battement du jet avec un tel forçage. L'amplitude du battement atteinte par le jet forcé est la plus forte de toutes celles mesurées dans ce travail, ce qui montre qu'une faible amplitude de forçage permet un effet important sur la dynamique de battement du jet.

4.7.3 Blocage du battement par l'augmentation de H_2

Nous venons de mettre en évidence des moyens de provoquer un battement global du jet coaxial, à partir d'une configuration d'écoulement n'y étant initialement pas soumise. Nous cherchons dans cette sous-section les mécanismes permettant au contraire de limiter cette dynamique

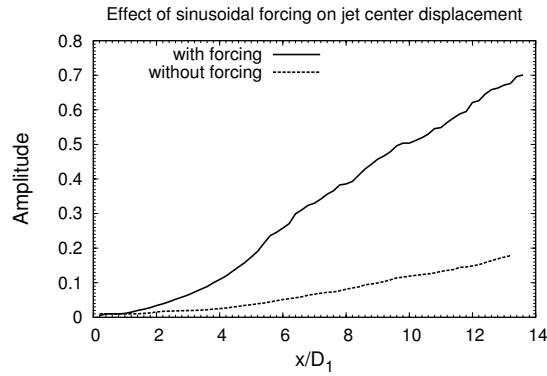


FIGURE 4.35 – Forte augmentation de l’amplitude de battement avec le forçage sinusoïdal imposé.

Phase	ρ_i	μ_i	U_i	δ_i	σ
Liquide ($i=1$)	10.0	5.0e-4	0.025	0.1	0.002
Phase rapide ($i=2$)	1.0	2.5e-4	1.0	0.1	
Coflow ($i=3$)	1.0	2.5e-4	0.2	0.1	

TABLE 4.6 – Paramètres physiques de chacune des phases de la configuration présentant une dynamique de battement importante.

de battement du jet coaxial. Une configuration d’écoulement présentant naturellement cette dynamique de battement de façon marquée est préalablement définie. Nous retenons la configuration présentée dans la sous-section 4.6.2 avec $r_u = \frac{U_2}{U_1} = 40$. Les paramètres physiques de cette configuration sont rappelés au tableau 4.6. L’aspect général de cet écoulement est présenté sur la figure 4.36, qui illustre une dynamique de battement du jet clairement observable. L’écoulement issu de cette simulation est comparé à une visualisation instantanée expérimentale, caractérisée par un rapport de vitesse $r_u = \frac{U_g}{U_l} = 56$, où U_g et U_l sont respectivement les vitesses de l’air et de l’eau. Nous pouvons observer que pour des rapports de vitesse proches, le jet issu de la simulation et le jet expérimental ont des aspects très comparables.

A partir de la configuration de référence ayant une dynamique de battement décrite ci-dessus, l’épaisseur de phase rapide est augmentée à :

$$\frac{H_2}{D_1} = 1.5$$

au lieu de $\frac{H_2}{D_1} = 0.5$. L’aspect général de ce nouvel écoulement est présenté sur la figure 4.37. Des déstabilisations interfaciales semblables à celles observées sur la configuration de référence avec battement (cf. 4.36) sont présentes, mais il n’existe plus de battement du jet à grande échelle dans la deuxième moitié du domaine de calcul.

La figure 4.38(a) illustrant l’amplitude du déplacement moyen du centre du jet confirme bien la réduction de phénomène du battement, induisant alors une augmentation du taux de présence liquide le long de l’axe, illustré sur la figure 4.38(b).

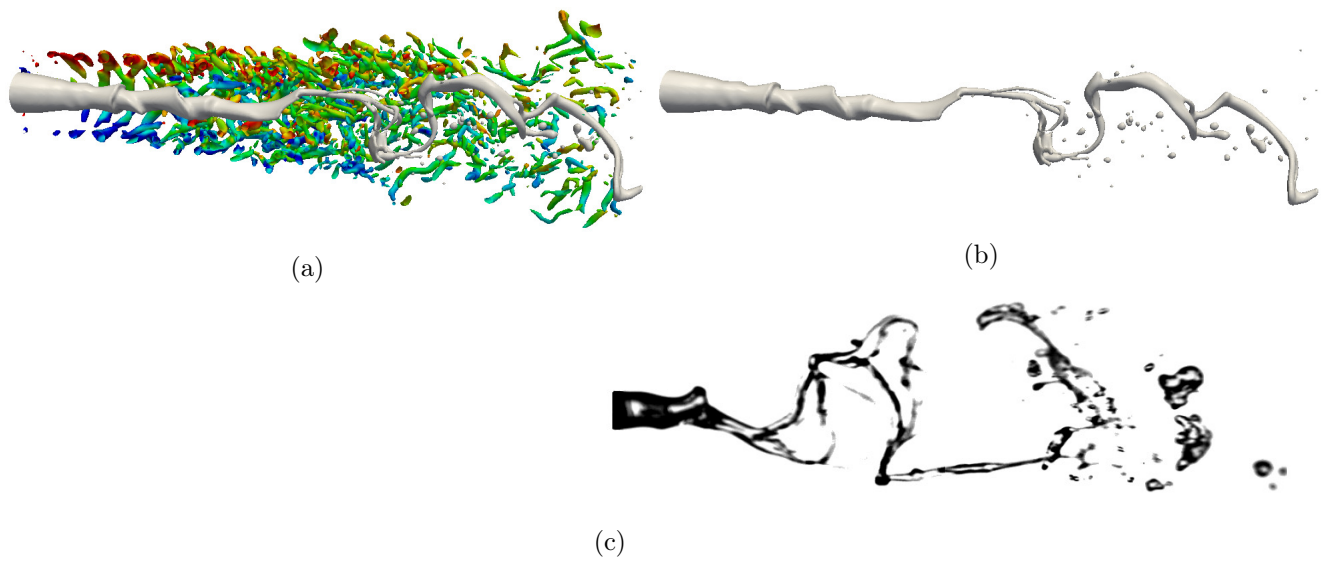


FIGURE 4.36 – (a) et (b) : Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1} \right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) du jet de référence présentant une dynamique de battement. Seule une moitié des contours de critère Q est représentée. (c) : Comparaison de la simulation à une configuration expérimentale (courtoisie Antoine Delon). $U_g = 14m/s$, $U_l = 0.25m/s$.

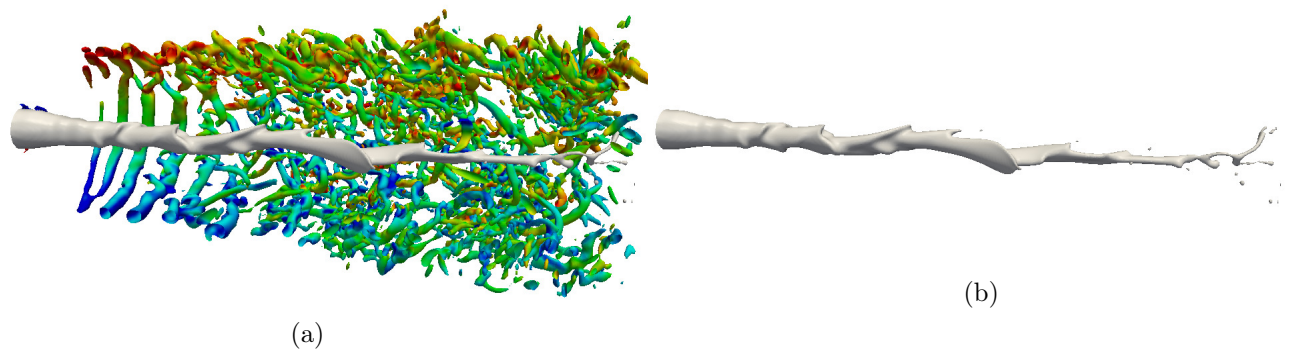
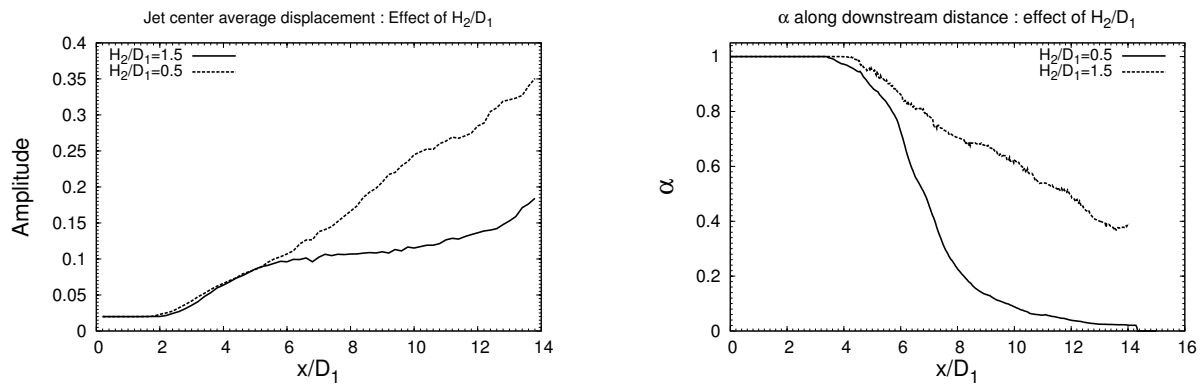


FIGURE 4.37 – Contours de l'interface (en gris) et du critère $Q = 1.0 \left(\frac{U_2}{D_1} \right)^2$ (colorés par la vorticité transverse ω_z) après augmentation de l'épaisseur H_2 de la phase rapide. Un confinement du jet est observable.



(a) Réduction de l'amplitude du battement après augmentation de H_2 .

(b) Augmentation du taux de présence de liquide α le long de l'axe.

FIGURE 4.38 – (a) : Amplitude du battement après augmentation de l'épaisseur H_2 . (b) : Taux de présence du liquide le long de l'axe après augmentation de l'épaisseur H_2 .

Nous avons déjà évoqué au début du chapitre (sous-section 4.4.3) un effet de confinement imposé par la forme torique de la phase rapide, induisant une réduction de l'amplitude des déstabilisations interfaciales du jet. L'augmentation de l'épaisseur H_2 de ce tore de phase rapide induit ici un confinement tel qu'il permet également de fortement limiter le battement global du jet. Nous mettons ainsi en évidence une différence comportementale importante entre la géométrie de nappe plane et le jet coaxial. L'augmentation de l'épaisseur H_2 est dans le cas plan un moyen de provoquer le battement de la nappe à partir d'un cas non-oscillant, par l'affinement de la nappe liquide et par la création de rouleaux tourbillonnaires indépendants de part et d'autre de cette nappe. Dans le cas coaxial, l'augmentation de l'épaisseur H_2 a un effet inverse sur le battement du jet. Elle confine le jet axial au sein de la phase rapide, de forme annulaire. Cette conclusion est cependant à prendre avec un certain recul. La simulation réalisée dans cette étude ne prouve pas que l'augmentation de l'épaisseur H_2 induit un confinement du jet dans le cas général, mais indique qu'il existe des régimes d'écoulements pour lesquels un confinement est observable. L'effet du rapport des masses volumiques sur ce phénomène de confinement reste notamment à analyser.

4.7.4 Conclusions sur le contrôle du battement

Tout comme dans l'étude réalisée sur le contrôle des nappes liquides planes (partie 3.4), la réduction de la vitesse liquide U_1 est un moyen de provoquer une dynamique de battement du jet coaxial. Le battement du jet coaxial observé dans les simulations semble résulter de l'appariement de deux vagues interfaciales. Ainsi, pour mieux comprendre ce qui peut provoquer une dynamique de battement, il faut mieux comprendre ce qui facilite la dissymétrisation de ces vagues et leur appariement. Il semble que l'apparition d'une zone de recirculation proche de l'injection et l'augmentation de la taille de couche limite liquide δ_1 soient deux moyens de favoriser cette dissymétrie des vagues interfaciales et leur appariement. La dynamique de battement du jet peut également être obtenue par un forçage de type actif, imposé sur la vitesse liquide. Un forçage sinusoïdal de faible amplitude permet de forcer l'appariement des vagues, et d'obtenir une dynamique de battement ayant une amplitude importante.

Cette étude met en évidence une différence importante avec l'étude menée sur les nappes

liquides planes concernant l'effet de l'épaisseur de phase rapide H_2 . Dans le cas plan, l'augmentation de l'épaisseur H_2 conduit à un phénomène de battement de la nappe à partir d'une configuration ne présentant initialement pas une telle dynamique. Dans le cas du jet coaxial, une augmentation de cette épaisseur H_2 peut conduire à un phénomène de confinement du jet, contrairement à ce qui est observé sur la nappe plane.

4.8 Conclusions sur la géométrie coaxiale

D'importantes différences comportementales apparaissent lorsqu'une configuration de nappe liquide plane cisailée est modifiée en une configuration de jet axial liquide cisailé. Le battement noté dans le cas de la nappe plane peut être entièrement inhibé par la force de tension superficielle supplémentaire ajoutée par la courbure du jet axial. Les spectres de fréquence de déstabilisation interfaciale du jet axial sont plus riches que ceux observés dans le cas plan, où une unique fréquence était mesurable. Il est ainsi possible que le passage à une configuration axiale ait modifiée la nature des instabilités observées, d'une nature absolue dans le cas de la nappe plane à des instabilités convectives dans le cas du jet coaxial. Ce point mériterait une analyse plus approfondie.

L'étude d'une configuration axiale de référence présentant une dynamique de battement fait apparaître que ce battement semble être la conséquence de l'appariement de deux vagues interfaciales. La fréquence de battement du jet coaxial semble évoluer de façon linéaire avec l'épaisseur de couche limite de la phase rapide δ_2 . L'étude réalisée sur l'effet du rapport des vitesses $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ met en avant qu'une zone de recirculation est observable proche de l'injection lorsque ce rapport dépasse une valeur critique r_{uc} . Ce rapport de vitesse critique est de l'ordre de $13.5 < r_{uc} < 20$ pour les simulations réalisées. L'étude réalisée sur l'effet du rapport des flux de quantité de mouvement $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ montre que ce paramètre ne caractérise pas la dynamique de battement de jet. Les visualisations de l'interface des jets simulés montrent que ce paramètre M ne caractérise pas non plus l'état d'atomisation du jet. Cet état d'atomisation semble plutôt dépendre des nombres de Reynolds $Re_2 = \frac{\rho_2 U_2 H_2}{\mu_2}$ et de Weber $We_2 = \frac{\rho_2 U_2^2 H_2}{\sigma}$ pouvant caractériser la phase rapide.

Une étude sur le contrôle de la dynamique de battement est réalisée. La dynamique de battement observée dans nos simulations semble résulter de l'appariement de deux vagues interfaciales. L'apparition d'une zone de recirculation proche de l'injection lorsque le rapport de vitesse r_u dépasse une valeur critique r_{uc} , ainsi que l'augmentation de la taille de couche limite de la phase liquide δ_1 sont deux moyens permettant de faciliter l'appariement des vagues interfaciales. Un forçage sinusoïdal de type actif, de faible amplitude, imposé sur la vitesse liquide U_1 dans l'épaisseur de couche limite liquide δ_1 peut également permettre d'imposer une dynamique de battement importante.

Un phénomène de confinement du jet lors de l'augmentation de l'épaisseur de phase rapide H_2 est mis en évidence, contrairement à ce qui a été vu dans le cas plan. Ce résultat montre que les conclusions du cas plan ne sont pas directement transposables à la géométrie coaxiale. L'une des raisons est sans doute que deux structures tourbillonnaires indépendantes sont en interaction avec la nappe liquide plane, alors que le jet liquide coaxial n'est en interaction qu'avec une unique structure tourbillonnaire, de forme annulaire. L'effet du rapport des masses volumiques sur cet effet de confinement reste à analyser.

Chapitre 5

Simulation d'un écoulement étudié expérimentalement

Il choisit ce corps ordinairement liquide, incolore, incompressible et horizontal en petite quantité; de surface courbe, de profondeur bleue et de bords animés d'un mouvement de va-et-vient quand il est étendu; [...] ; qui se vaporise à cent degrés, [...] et solidifié flotte sur soi-même, l'eau quoi!

ALFRED JARRY - *Gestes et Opinions du docteur Faustroll*

Sommaire

5.1	Résumé du chapitre	171
5.2	Motivations et introduction	172
5.3	Mise en œuvre des simulations	172
5.4	Simulation découplée de l'injecteur et du domaine diphasique . . .	173
5.4.1	Etablissement du profil des vitesses dans l'injecteur	175
5.4.2	Maillage du domaine diphasique et simulation du jet	175
5.5	Simulation couplée de l'injecteur et du domaine diphasique	177
5.5.1	Comparaison avec les données expérimentales	177
5.5.2	Etude au sein l'injecteur	181
5.5.3	Mise en place de stratégies de forçage	183
5.6	Conclusions et perspectives	186

5.1 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre est simulé un écoulement dont chacune des phases possède les caractéristiques réelles d'une configuration expérimentale étudiée depuis plusieurs années au LEGI. Cette configuration consiste en un jet d'eau liquide, cisailé par une couronne d'air rapide. Elle a été utilisée par Marmottant [87, 86] pour l'étude des déstabilisations de l'interface menant à la brisure du jet liquide en gouttes. Les études suivantes [90, 88] ont mis en avant le phénomène de

battement du jet liquide à grande échelle. Cette installation est aujourd'hui utilisée par Antoine Delon [24] dans le cadre de sa thèse pour l'étude de ce phénomène de battement du jet, et son impact sur les tailles de gouttes. Afin de reproduire numériquement cette configuration, deux approches sont considérées :

Simulation découplée de l'injecteur et du domaine diphasique La simulation de l'écoulement au sein de l'injecteur liquide et gazeux est préalablement réalisée, en s'assurant de bien capturer les couches limites s'y développant. Les profils de vitesse moyens obtenus sont alors utilisés comme condition d'entrée d'un domaine diphasique, afin d'étudier le développement du jet.

Simulation couplée de l'injecteur et du domaine diphasique Le développement du jet issu de la première approche se compare mal avec l'écoulement expérimental, l'ensemble de l'écoulement se développant dans l'injecteur et dans le domaine diphasique est alors simulé, afin de prendre en compte les effets instationnaires qui se produisent dans l'injecteur. Cette prise en compte de l'injecteur ne permet cependant pas non plus des déstabilisations comparables à l'expérience. Ces simulations mettent toutefois en évidence des oscillations de pression au sein de l'injecteur gaz, induit par l'interaction de l'air entrant dans l'injecteur avec la paroi solide faisant face à l'arrivée d'air. Des forçages sont alors imposés au liquide et au gaz afin de déstabiliser le jet. Le forçage imposé sur la vitesse liquide peut permettre des déstabilisations importantes du jet, semblables à celles se développant expérimentalement. Cela traduit la sensibilité du jet à l'écoulement se développant dans l'injecteur liquide. Les simulations réalisées dans l'injecteur d'air mettent en évidence la présence de tourbillons longitudinaux, issus du développement de l'instabilité de Görtler.

5.2 Motivations et introduction

Les deux précédents chapitres sont des études de jets plans ou coaxiaux, présentant des rapports de vitesse et de masse volumique modérés entre les phases, ainsi que des valeurs nominales de vitesses et de masse volumique modérées. Ces choix permettent de modérer les contraintes numériques de résolution des gradients à l'interface par la méthode "ghost-fluid". Les valeurs nominales des vitesses et des masses volumiques sont également choisies modérées, afin d'obtenir des pas de temps tels que la réalisation d'un nombre important de simulations soit possible. Ces études ont permis de mieux appréhender les conditions d'écoulement conduisant à un battement du jet à grande échelle.

L'état de l'art des méthodes numériques que nous avons dressé en 2.2 montre que ces méthodes permettent aujourd'hui la réalisation de simulation d'écoulements diphasiques à forts gradients de masses volumiques et de vitesses. Nous souhaitons dans un premier temps évaluer la capacité du code à simuler de tels écoulements, et dans la mesure où les simulations le permettent, réaliser une étude comparative avec des résultats expérimentaux. Nous tâcherons de simuler l'écoulement au sein de la buse d'injection, afin de capturer le développement des couches limites s'y développant, et d'y analyser la dynamique de l'écoulement, ce qui est difficilement réalisable de façon expérimentale. Deux stratégies différentes seront étudiées dans ce travail pour la prise en compte de l'injecteur, dont la géométrie exacte est maillée.

Phase	ρ_i (kg/m ³)	μ_i (Pa.s)	$U_{i\text{débitant}}$ (m/s)	σ (N.m ⁻¹)
Liquide	998.2	$1.0022e^{-3}$	0.27	$73.0e^{-3}$
Air rapide	1.204	$1.826e^{-5}$	22.6	
Air Coflow	1.204	$1.826 e^{-5}$	4.0	

TABLE 5.1 – Paramètres de l'écoulement simulé.

5.3 Mise en œuvre des simulations

Une configuration d'écoulement de jet d'eau liquide, cisailé par un couronne d'air, à la pression atmosphérique est définie en collaboration avec Antoine Delon, qui utilise l'installation expérimentale dans le cadre de sa thèse, portant sur l'étude de la dynamique de battement du jet et son impact sur les tailles de gouttes créées. Cet écoulement est choisi tel que les trois instabilités du jet coaxial soient visibles, sans que le jet ne soit toutefois trop atomisé, dans le but de limiter les difficultés numériques liées à la courbure de l'interface et aux vitesses importantes. L'évolution du jet issu de la configuration ainsi définie est présenté sur la figure 5.1. Cette figure illustre les trois instabilités du jets coaxial : proche de l'injection (pour une distance inférieure à 1 diamètre environ), l'instabilité primaire se développe donnant naissance à des vagues annulaires. Sur les vagues issues de cette instabilité, de petites digitations se développent ; l'atomisation du liquide par ce mécanisme d'instabilité secondaire reste cependant peu marquée. Enfin, le phénomène de battement du jet est bien visible pour des distances supérieures à 3 diamètres environ de l'injection. Les paramètres cet écoulement sont donnés au tableau 5.1. Les vitesses données dans ce tableau sont les vitesses débitantes.

La géométrie simulée étant complexe en raison de la présence de l'injecteur, le maillage est choisi non-structuré, contrairement aux études précédentes où l'écoulement était simulé au sein d'un domaine de calcul rectangulaire. La configuration d'écoulement que nous souhaitons simuler dans ce chapitre présente une large gamme d'échelles de longueur caractéristiques, les maillages utilisés contiennent par conséquent de très nombreux éléments. Un modèle sous-maille de type "Smagorinsky dynamique" [120, 45, 76] est appliqué dans les présentes simulations, la résolution de l'ensemble des échelles turbulentes conduisant à des simulations trop coûteuses. Les simulations réalisées dans ce chapitre ont quoi qu'il en soit un coût de calcul élevé. Ces simulations ont bénéficié d'heures de calcul sur la machine européenne Curie, dans le cadre d'un projet PRACE (X-VAMPA). La plus "grosse" simulation réalisée dans ce travail utilise un maillage contenant 1.2 milliard d'éléments. Le pas de temps de l'itération est de l'ordre de $\Delta t \simeq 2 \cdot 10^{-7} s$, et le temps de calcul d'une itération peut être de 40s par itération sur 2048 processeurs. La majorité des autres simulations sont réalisées sur un maillage contenant 160 millions d'éléments, et sont simulées essentiellement sur la machine de calcul Turing de l'IDRIS. Le pas de temps de ces simulations est de l'ordre de $\Delta t \simeq 10^{-6} s$, pour un coût de calcul d'environ 22 s par itération sur 1024 processeurs.

5.4 Simulation découplée de l'injecteur et du domaine diphasique

La première stratégie de simulation adoptée est la réalisation de simulations distinctes, séparant les différentes régions de l'écoulement. L'écoulement au sein de l'injecteur est préalablement établi. L'injecteur utilisé dans les études expérimentales est présenté sur la figure 5.2. Les plans de cet injecteur sont récupérés, permettant de mailler sa géométrie exacte. Une fois les profils

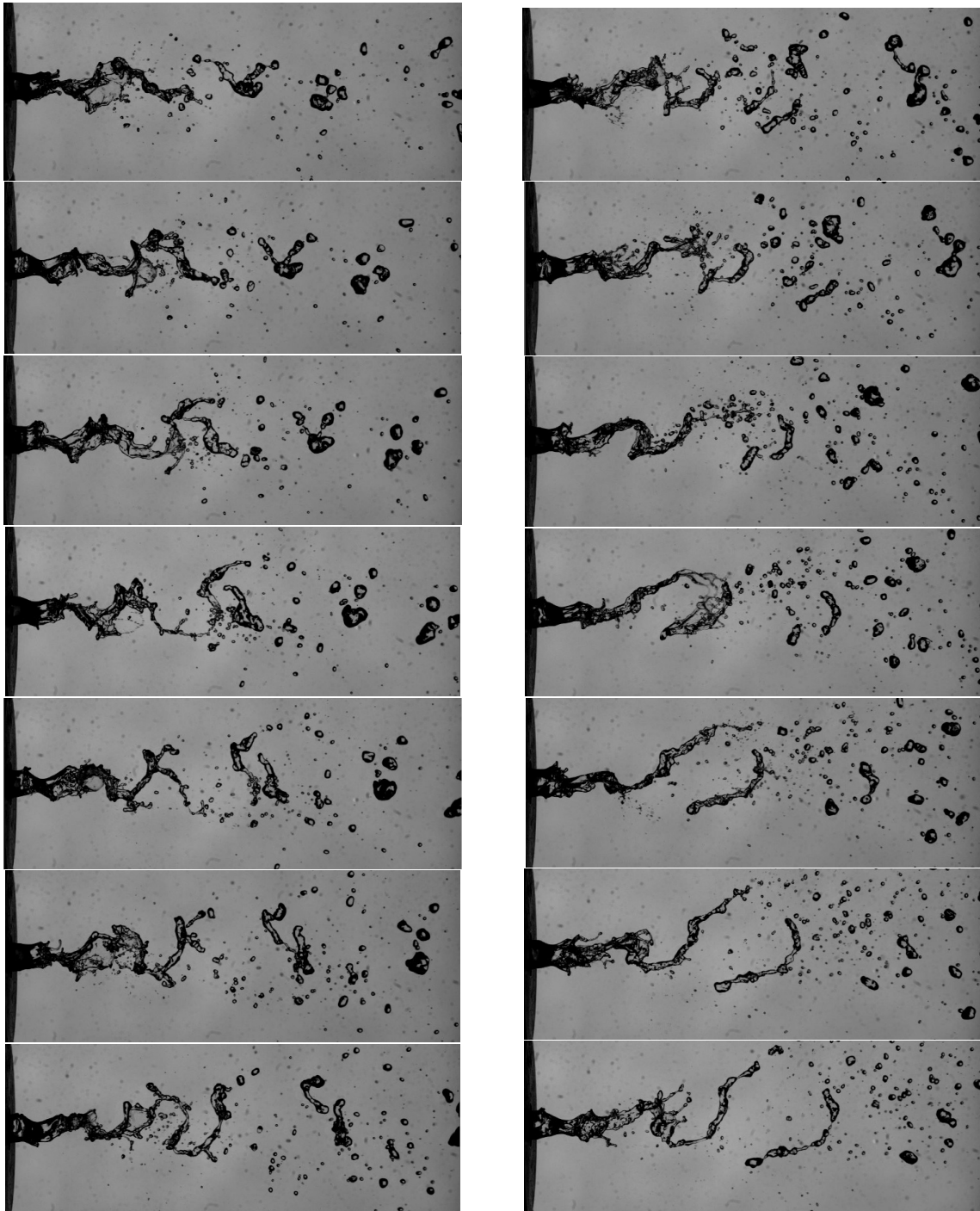


FIGURE 5.1 – Illustration de l'écoulement expérimental en eau et air (Clichés Antoine Delon). Clichés séparés par 0.01 s. $U_l = 0.27 \text{ m/s}$, $U_g = 22.6 \text{ m/s}$

moyens de vitesse du liquide et gazeuse établis dans l'injecteur, ils sont alors utilisés comme condition d'entrée d'un domaine de calcul où s'effectue l'écoulement diphasique. Cette stratégie permet une réduction du coût de calcul par rapport à une situation où l'ensemble de l'injecteur et du domaine diphasique sont simulés simultanément, mais nous verrons également les limites de cette stratégie découplée.

5.4.1 Etablissement du profil des vitesses dans l'injecteur

Afin d'établir les profils de vitesse au sein de l'injecteur, la veine d'injection liquide est séparée de l'injection gazeuse. La longueur de l'injecteur est artificiellement augmentée de $12mm$ dans ces deux calculs, afin que la condition de sortie n'ait pas d'impact sur l'écoulement au niveau de l'abscisse de la sortie de buse. Les profils de vitesse utilisés par la suite comme condition d'entrée du domaine diphasique sont bien ceux mesurés en $x = 43mm$, abscisse réelle de la sortie de buse.

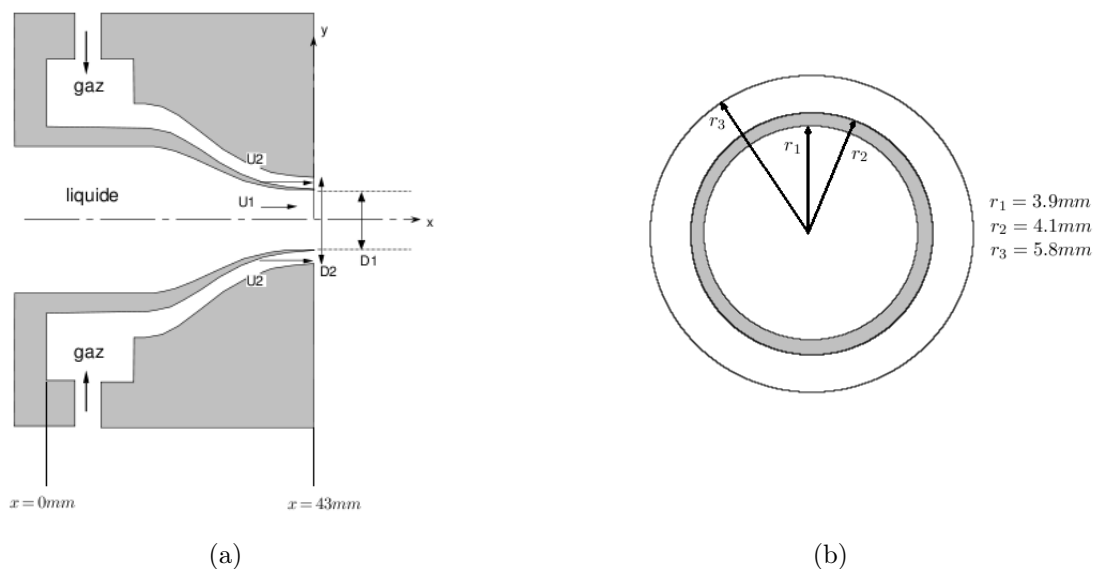


FIGURE 5.2 – Vue de profil et de face de l'injecteur simulé.

Une taille de maille est imposée sur les parois solides de l'injecteur, sur lesquelles se développent les couches limites gazeuse et liquide. Différentes tailles de mailles sont simulées, afin de s'assurer que les couches limites soient capturées de façon satisfaisante. Cette taille de maille est relâchée avec un facteur d'expansion de 10% vers l'intérieur de l'injecteur, jusqu'à une taille maximale de $0.18mm$. Les profils de vitesse en sortie de buse ($x = 43mm$) selon les tailles de maille imposées sur les parois solides sont présentés sur la figure 5.3. La couche limite liquide est bien capturée pour les deux tailles de mailles simulées, et nous considérons que la couche limite gazeuse est suffisamment bien capturée pour une taille de maille de $0.05mm$.

5.4.2 Maillage du domaine diphasique et simulation du jet

Les profils de vitesse précédemment établis sont maintenant utilisés comme condition d'entrée d'un domaine diphasique cylindrique, de longueur $60mm$ et de rayon $36mm$. A l'extérieur de

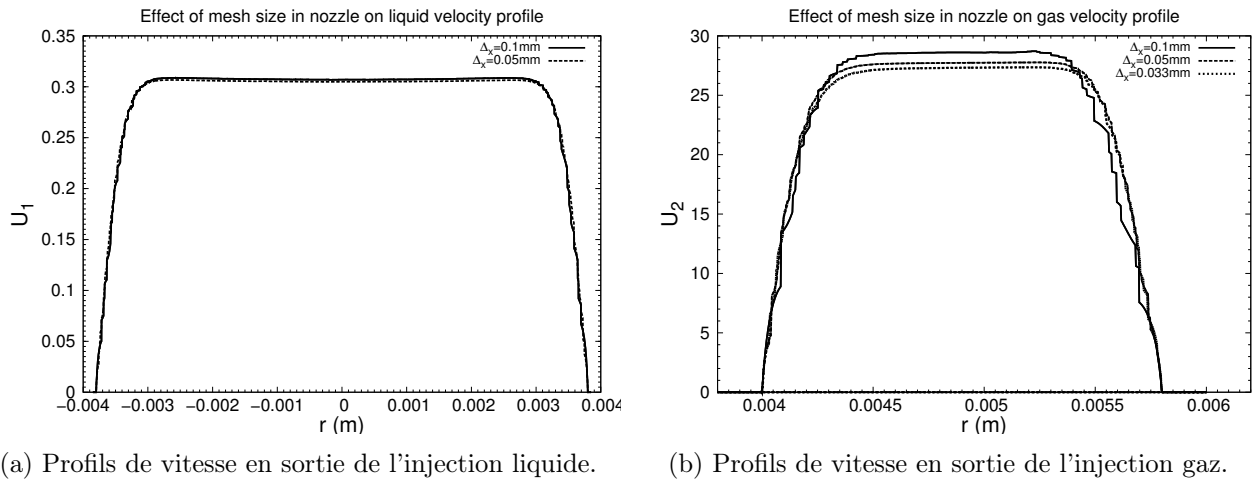


FIGURE 5.3 – Etablissement des profils de vitesse au sein de l'injecteur.

la couronne d'air issue de l'injecteur est simulé un "coflow" additionnel d'air, de vitesse U_{coflow} égale à 5% de la vitesse débitante en sortie de l'injecteur gaz. Cet écoulement permet d'alimenter l'entraînement créé dans la couche de mélange externe monophasique, et d'éviter ainsi des recirculations confinées à proximité de l'injection. Une condition de type sortie ouverte est simulée sur la face de sortie, et une condition de glissement est imposée sur la frontière latérale du domaine.

Nous profitons des récents développements du code YALES2, permettant de manipuler localement les tailles de maille à partir d'un maillage initial, pour réaliser le maillage de ce domaine diphasique. L'outil utilisé est le remaillieur **Mmg3d** (<http://www.math.u-bordeaux1.fr/~dobrzyns/logiciels/mmg3d.php>), développé par Cécile Dobrzynski à l'Institut de Mathématiques de Bordeaux. Cet outil permet de modifier un maillage initial, en adaptant ses tailles de mailles en fonctions des tailles prescrites par l'utilisateur. Cet outil permet également de réaliser des étapes d'optimisation de la régularité des mailles, en contraignant le facteur dit de "skewness".

Nous devons nous assurer de bien discrétiser les zones où se situe l'interface et où se rencontrent les couches limites liquide et gazeuse issues de l'injecteur. Une taille de maille de $\Delta_x = 0.05\text{mm}$, que nous avons montré suffisante pour capturer la couche limite gazeuse, est imposée dans les régions d'intérêt, et régulièrement augmentée en s'en éloignant. Le code ne permet pas encore de modifier les tailles de maille sur les frontières du domaine. Aussi, c'est la taille de maille dans le disque où s'effectue l'injection sur la face d'entrée qui est contraignante. Pour modifier la taille de maille sur cette face, seul un raffinement en bloc est possible, signifiant que chaque arête des mailles est divisée en deux. Le maillage est réalisé en couplant des étapes d'adaptation locale de taille de maille, des étapes de raffinement en bloc pour modifier les tailles de maille sur les frontières du domaine, et des étapes d'optimisation de skewness. Chacune de ces étapes est importante puisqu'un maillage de mauvaise qualité, c'est-à-dire composé de tétraèdres fortement anisotropes, peut en effet être responsable de la divergence du calcul

La figure 5.4 illustre les différentes étapes permettant, à partir d'un maillage initial, la réalisation d'un maillage suffisamment bien discrétisé dans les régions de présence de l'interface. Ce maillage est déraffiné sur l'extérieur de la région d'intérêt. Un premier maillage de base est réalisé, illustré sur la figure 5.4(a), dont la seule contrainte est la taille de maille sur les frontières, qui ne peut être modifiée que par des divisions de facteur 2. La figure 5.4(b) illustre la répartition des mailles au sein d'un cylindre de rayon de 10mm . Ce maillage intermédiaire est raffiné en bloc

afin de raffiner la taille de maille à l'injection (cf. 5.4(c)), et une zone de transition de taille de maille est définie entre le cylindre d'intérêt et l'extérieur du domaine (cf. 5.4(d)). Des étapes d'optimisation de la skewness sont nécessaires (cf. 5.4(e)), ainsi qu'un nouveau raffinement en bloc, afin d'atteindre la taille de maille définie comme suffisante sur la face d'injection (cf. 5.4(f)). Le maillage final contient 60.5 millions de mailles, ce qui n'est pas excessif. Le temps par itération reste donc abordable, mais le pas de temps de l'itération est lui très restrictif (de l'ordre de $dt = 10^{-6}s$). Cette contrainte est imposée par le pas de temps lié aux effets capillaires. Le pas de temps convectif, s'il n'est pas limitant, est cependant du même ordre de grandeur, compte-tenu de la taille de maille et des vitesses importantes.

Les premiers développements du jet sur ce maillage est illustré sur la figure 5.5, et les structures tourbillonnaires en interaction avec l'interface sont présentées sur la figure 5.6. Cette dernière figure illustre le développement des anneaux tourbillonnaires dans la couche de mélange externe monophasique et leur tridimensionnalisation. Des structures tourbillonnaires "internes" sont également visibles, contrairement aux écoulements présentés dans le chapitre sur l'étude des jets coaxiaux. Il est encore difficile de dire si ces structures internes sont présentes car l'effet de "confinement" suspecté dans ce dernier chapitre est dans ce cas négligeable, où s'il s'agit d'une conséquence d'une mauvaise capture numérique des relations de saut à la traversée de l'interface.

Le jet issu de cette simulation n'est pas soumis à des déstabilisations telles que celles observées dans la réalité expérimentale. (cf. 5.1). Aussi, une deuxième stratégie de simulation, visant à prendre en compte les effets instationnaires au sein de l'injecteur, est mise en place.

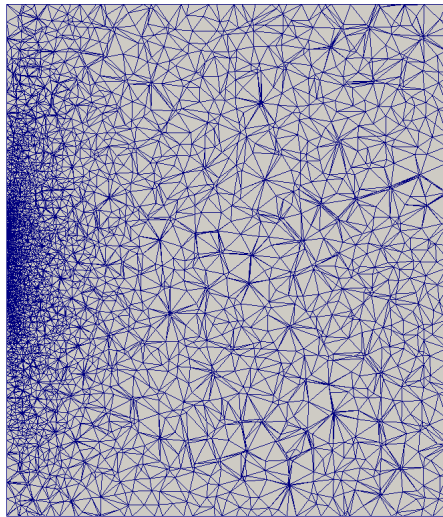
5.5 Simulation couplée de l'injecteur et du domaine diphasique

Le jet résultant de la simulation où la condition d'entrée dans le domaine diphasique est la vitesse moyenne préalablement simulée au sein de la buse, a une topologie très différente de l'écoulement réel. Aussi, nous choisissons de simuler l'intégralité du système constitué de l'injecteur et du domaine diphasique, afin de prendre en compte les effets instationnaires de l'écoulement au sein de la buse. La non-prise en compte de ces effets est peut-être l'une des raisons expliquant l'absence de déstabilisation du jet.

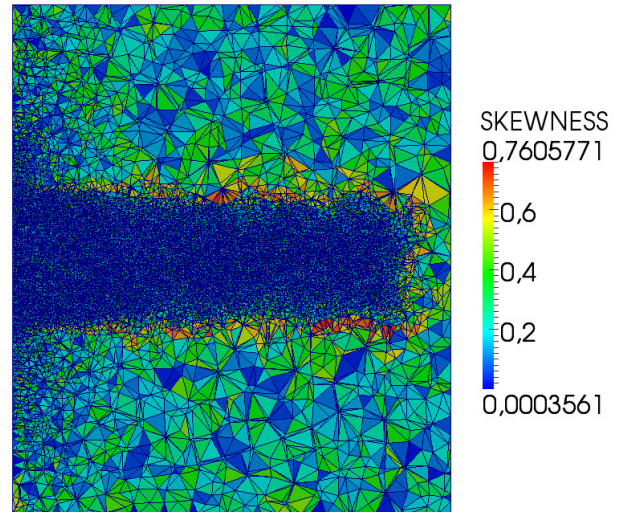
Une simulation est réalisée en imposant une taille de maille sur les parois solides de l'injecteur de $\Delta_x = 0.05mm$, taille que nous avons montré suffisante pour capturer les couches limites. L'ensemble du maillage contient alors 160 millions de mailles. L'aspect du jet à $t = 0.39s$ est présenté sur la figure 5.7. Cette figure illustre encore, malgré la prise en compte de l'écoulement au sein de l'injecteur, une absence de déstabilisation de l'interface.

5.5.1 Comparaison avec les données expérimentales

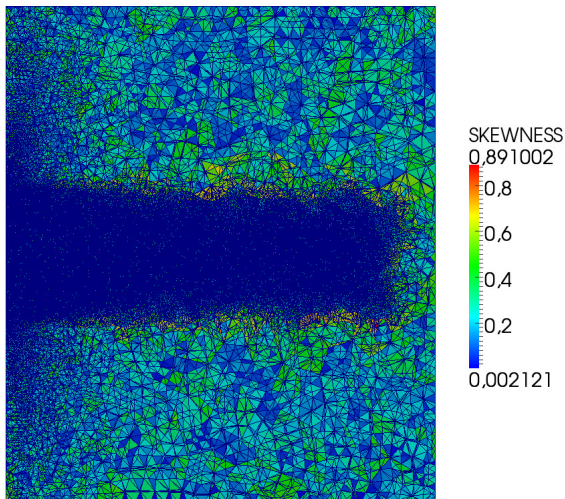
Afin de s'assurer de la pertinence de notre simulation, les profils de vitesse en sortie de buse sont comparés aux mesures expérimentales. Ces mesures expérimentales de profil de vitesse sont réalisées au fil chaud, le fil étant positionné à une distance de l'injecteur estimée entre $0.1mm$ et $0.3mm$. Afin de se comparer à ces données, nous mesurons dans nos simulations les profils de vitesse à $0.1mm$ et $0.3mm$ de l'injecteur. La comparaison de nos mesures et de la mesure expérimentale est présentée sur la figure 5.8. Cette figure montre que la couche limite de l'air rapide est bien capturée dans notre simulation. Le décalage entre nos mesures et les mesures expérimentales sur le bord externe du jet d'air provient, à notre avis, d'un réusinage de l'injecteur



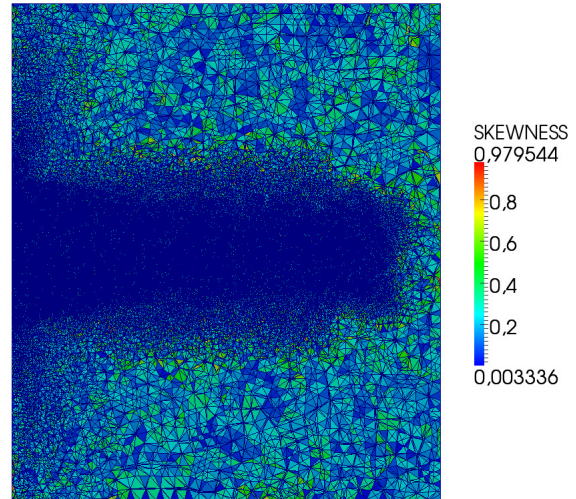
(a) Maillage initial. $\Delta_x = 0.2mm$ sur la face d'entrée, dans la zone d'injection.



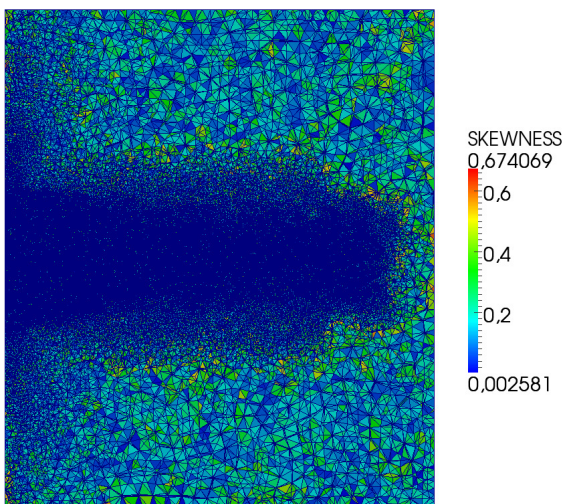
(b) Répartition des mailles au sein d'un cylindre de rayon $10mm$. $\Delta_x = 0.2mm$ sur la face d'entrée, $\Delta_{max} = 0.5mm$ au sein du cylindre.



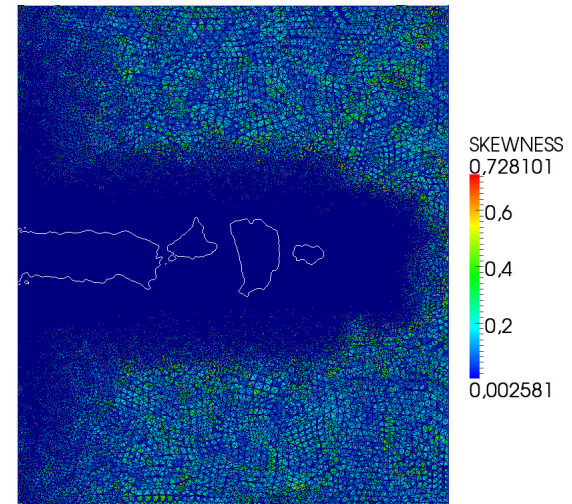
(c) Raffinement en bloc : $\Delta_x = 0.1mm$ sur la face d'entrée.



(d) Création d'une transition de taille de maille entre le tube central et le reste du domaine.



(e) Optimisation de la skewness.



(f) Raffinement en bloc : $\Delta_x = 0.05mm$ sur la face d'entrée. Superposition d'un contour instantané d'interface (en blanc).

FIGURE 5.4 – Processus d'adaptation du maillage et d'optimisation de la skewness.

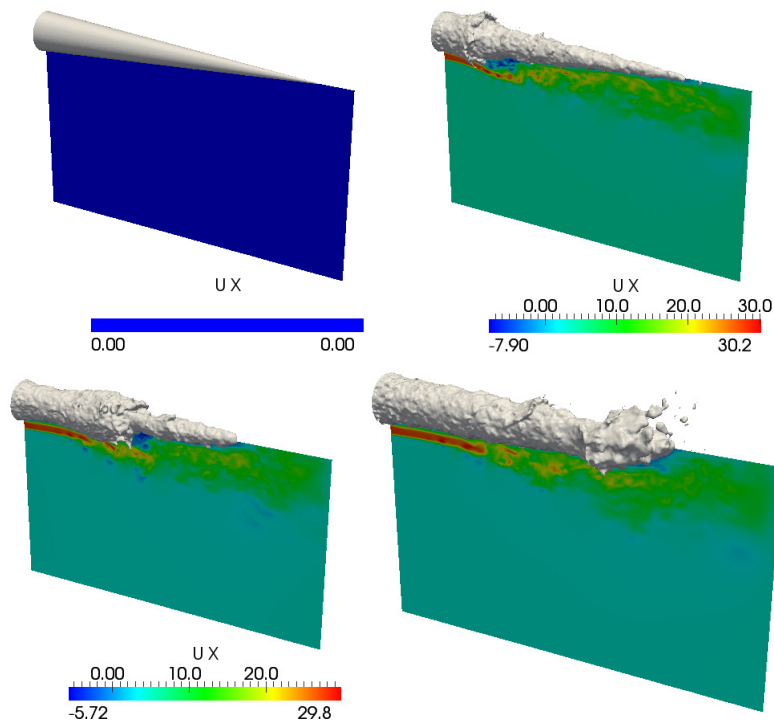


FIGURE 5.5 – Evolution du jet dans le domaine diphasique. Contour de l'interface (en gris) et plan transverse coloré par la vitesse axiale. Durée physique totale : $t=0.06s$.

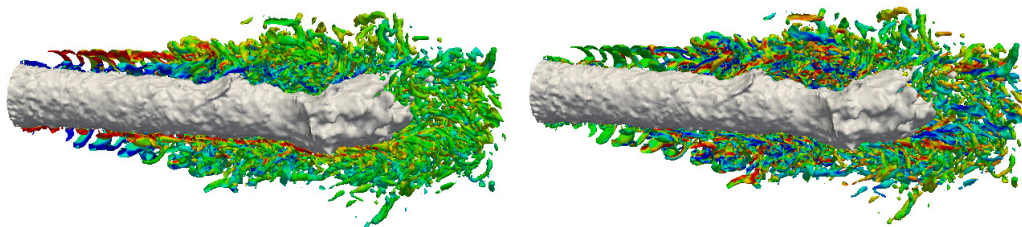


FIGURE 5.6 – Contour de l'interface (en gris) et de critère $Q = 3.0e^{-7} s^{-2}$.

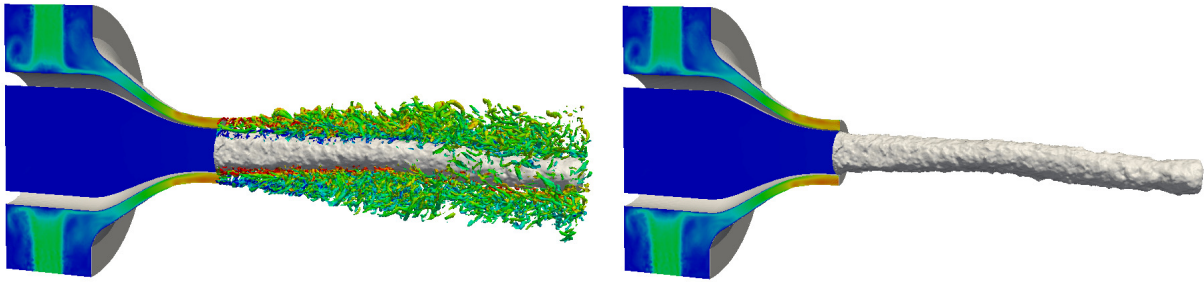


FIGURE 5.7 – Aspect du jet à $t=0.39$ s. Contours de l'interface (en gris) et de critère $Q = 3 \cdot 10^7 s^{-2}$. Seule une moitié des structures tourbillonnaires est représentée. Injecteur coloré par la norme de la vitesse.

entre sa définition sur les plans, utilisés pour la mise en place du modèle numérique, et les études expérimentales.

Les études expérimentales actuelles s'interrogent sur l'effet du taux de turbulence en sortie d'injecteur gaz, suspecté d'induire d'importantes modifications de l'écoulement. Aussi, il semble intéressant de comparer les profils de taux de turbulence calculés à ceux mesurés. La mesure expérimentale au fil chaud est réalisée en l'absence d'écoulement liquide. Aussi, la comparaison de nos profils de taux de turbulence (mesurés en présence du liquide) aux mesures expérimentales en aval de la lèvre séparatrice entre l'air et l'eau n'a pas vraiment de sens. De même, la comparaison des profils de taux de turbulence dans la couche de mélange externe monophasique n'a pas non plus de sens, compte-tenu de la présence dans nos simulations du "coflow" externe, qui ne correspond sans doute pas à l'entraînement expérimental. Les valeurs de taux de turbulence comparables sont les profils dans l'épaisseur de la couronne d'air. La comparaison de nos profils de taux de turbulence à ceux mesurés expérimentalement est présentée sur la figure 5.9. Un bon accord entre la simulation et la mesure expérimentale peut être observé dans l'épaisseur de la couronne d'air, où des valeurs de taux de turbulence de l'ordre de 5% sont trouvés expérimentalement et par la simulation. Nous ne pouvons donc expliquer l'absence de déstabilisation de l'interface par des profils de vitesse ou de taux de turbulence mal résolus par la simulation.

5.5.2 Etude au sein l'injecteur

Nous venons de réaliser une simulation prenant en compte l'écoulement au sein de l'injecteur réel utilisé dans les études expérimentales au LEGI. Bien que le prise en compte des effets instationnaires au sein de l'injecteur n'ait pas permis d'obtenir un jet comparable à celui observé expérimentalement, nous souhaitons caractériser la dynamique de l'écoulement au sein de l'injecteur. Cette caractérisation est difficilement réalisable expérimentalement, et les études expérimentales actuelles s'interrogent sur la présence d'éventuels phénomènes périodiques au sein de cet injecteur, qui pourraient influencer l'écoulement en aval de l'injection.

Pour réaliser cette étude, une ligne divisée en trois segments, mesurant l'évolution temporelle de la pression, est disposée au sein de la buse. Ces trois segments de mesure sont présentés sur la figure 5.10(a).

Les résultats de l'analyse fréquentielle réalisée sur ces signaux, présentés sur les figures 5.10(b)

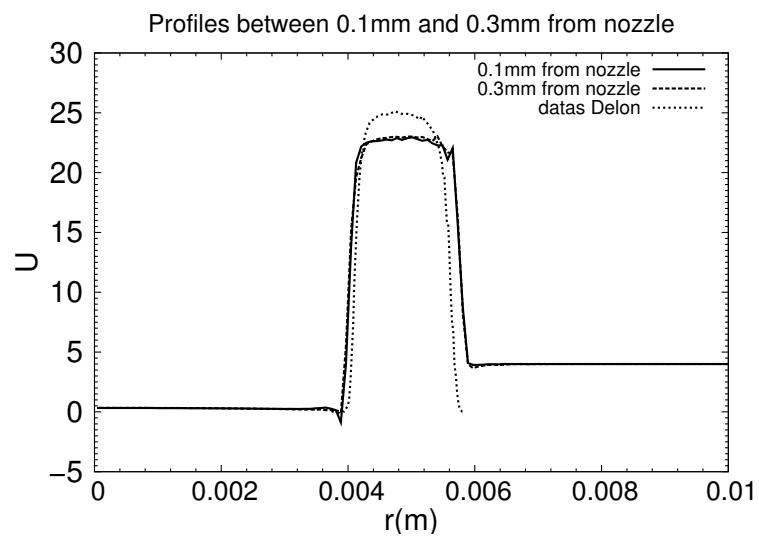


FIGURE 5.8 – Comparaison des profils calculés par Yales2 et des mesures faites par A. Delon entre 0.1-0.3mm de la buse. $\Delta_x = 0.05mm$ en sortie de buse dans la simulation.

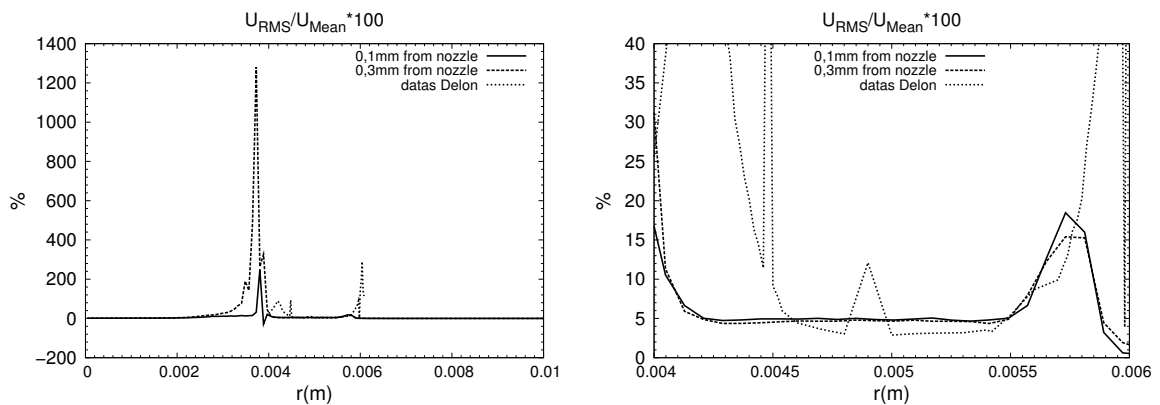


FIGURE 5.9 – Comparaison des taux de turbulence mesures Delon (50 points de mesure) et Yales2 (250 points de mesure) entre 0.1 et 0.3mm. "Vision d'ensemble" à gauche, zoom sur la couronne d'air à droite.

à 5.10(g), sont peu précis. Les statistiques sont en effet faiblement convergées, en raison des très petits pas de temps de la simulation, et du coût de calcul important qui limitent le temps d'intégration.

Nous pouvons toutefois noter une fréquence distinctement observable vers $x = 5mm$, qui est le lieu de présence d'un tourbillon gazeux, induit par l'impact du courant gazeux entrant dans l'injecteur avec la paroi solide faisant face à l'entrée de gaz. La fréquence mesurée à cette abscisse ($f \simeq 55Hz$) traduit les oscillations de pression de ce tourbillon. Il est délicat de tirer de véritables conclusions quant à l'évolution de pression le long de l'injecteur, mais il est toutefois remarquable que la signature fréquentielle de ce tourbillon, ou au moins celles de ses composantes harmonique, se retrouve en aval. L'étude de la dynamique au sein de l'injecteur et son influence sur la dynamique du jet devra être poursuivie. Dans notre travail, nous allons exploiter cette analyse très préliminaire pour caractériser les forçages appliqués au jet dans la sous-section suivante.

5.5.3 Mise en place de stratégies de forçage

5.5.3.1 Les différents forçages mis en place

La prise en compte des effets instationnaires au sein de l'injecteur n'a pas permis de déstabiliser le jet liquide. Cette absence de déstabilisation nous incite à forcer de façon artificielle les paramètres d'injection du jet. Les forçages réalisés sont des créneaux sur la vitesse, successivement liquide puis gazeuse, d'une amplitude de 40% de la vitesse débitante considérée. La fréquence du forçage est choisie dans un premier temps égale à $f = 50Hz$, ce qui est l'ordre de grandeur de la fréquence de variation de pression au sein de l'injecteur, mise en évidence dans la sous-section précédente. La fréquence de l'instabilité primaire mesurée expérimentalement par Antoine Delon étant $f = 88Hz$, nous choisissons dans un second temps de forcer également à cette fréquence. Les aspects des jets après les différents forçages réalisés sont présentés sur la figure 5.11, ainsi que par les animations fournies avec le document.

Ces figures illustrent une absence de déstabilisation du jet lorsque le forçage est imposé sur la vitesse du gaz, et ce pour les deux fréquences de forçage simulées (cf. 5.11(b) et 5.11(d)). Lorsque le forçage est réalisé sur la vitesse liquide, des déstabilisations importantes, ayant une allure similaire à la réalité expérimentale, sont observées pour une fréquence de forçage $f = 50Hz$ (cf. 5.11(a)). Ce comportement déstabilisé du jet n'est pas retrouvé pour la fréquence de forçage $f = 88Hz$ (cf. 5.11(c)), qui est la fréquence naturelle de l'instabilité primaire du jet. Notons toutefois que les simulations réalisées pour la fréquence de forçage $f = 88Hz$ n'ont atteint qu'un temps physique très court (de l'ordre de 5 à 6 périodes de forçages). Ces études devront être poursuivies, et des temps de simulation plus long pourront peut-être permettre d'obtenir des déstabilisations visibles du jet.

Ainsi, même si nous ne reproduisons pas forcément les comportements observés expérimentalement, ces simulations mettent en avant que le jet peut être soumis à un phénomène de résonance. Ce phénomène intervient si la vitesse liquide est soumise à une déstabilisation ayant une fréquence de l'ordre de grandeur de celle qui semble exister au sein de l'injecteur gaz. Cette remarque souligne le fait qu'un bon contrôle de cette injection liquide semble important, car un forçage de celle-ci (voulu ou non) peut être à l'origine de plus fortes déstabilisations du jet.

Le cas forcé à 50 Hz sur la vitesse liquide (cf. 5.11(a)) est raffiné une fois en bloc. La plus petite taille de maille devient donc $\Delta_x = 0.025mm$, et le maillage contient alors 1.2 milliard

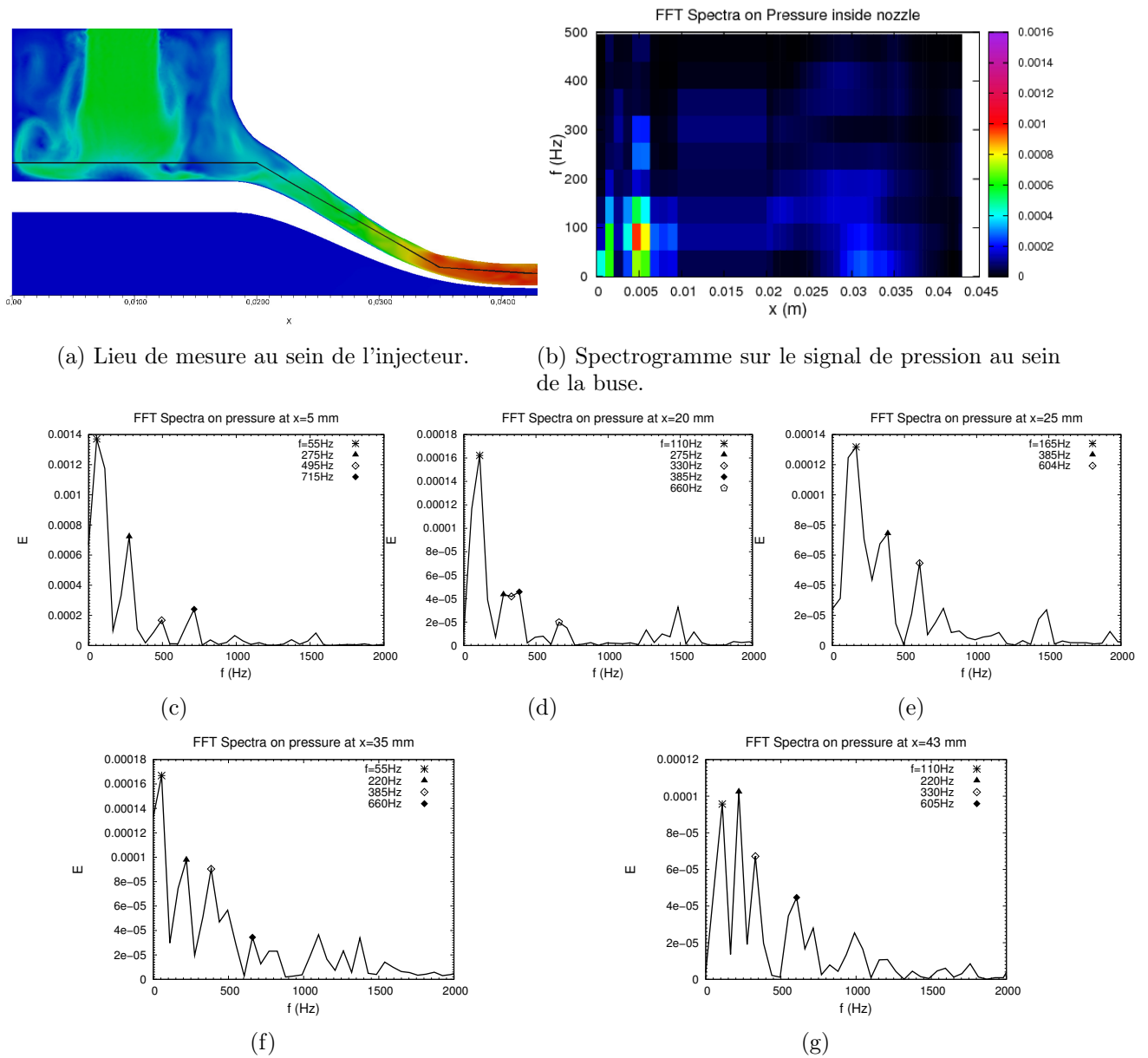
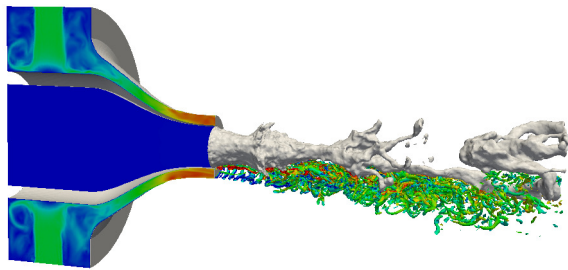
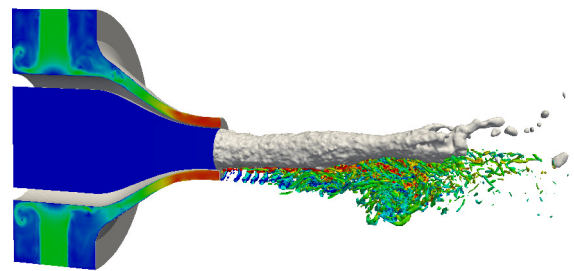


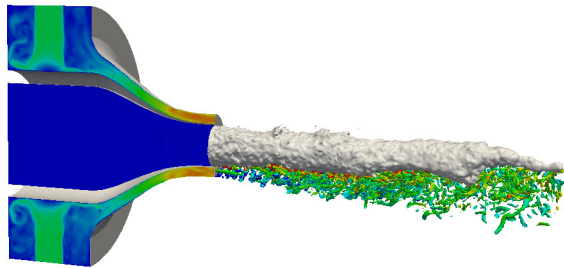
FIGURE 5.10 – Mesure de fréquences sur le signal de pression dans la buse. Durée physique des signaux temporels : $3e-2s$.



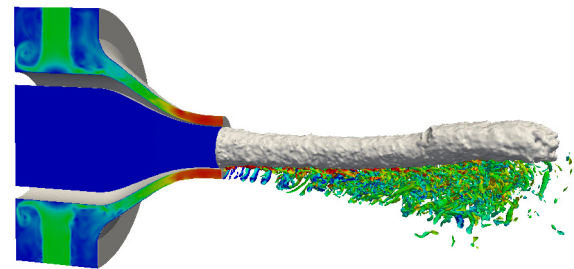
(a) Forçage $f = 50 \text{ Hz}$ sur la vitesse liquide. Aspect du jet à $t = 0.73 \text{ s}$.



(b) Forçage $f = 50 \text{ Hz}$ sur la vitesse gaz. Aspect du jet à $t = 0.72 \text{ s}$.



(c) Forçage $f = 88 \text{ Hz}$ sur la vitesse liquide. Aspect du jet à $t = 0.06 \text{ s}$.



(d) Forçage $f = 88 \text{ Hz}$ sur la vitesse gaz. Aspect du jet à $t = 0.07 \text{ s}$.

FIGURE 5.11 – Aspects des jets après les différents forçages réalisés. Contours de l'interface (en gris), de critère $Q = 3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2}$. Seul un quart des structures tourbillonnaires est représenté. Injecteur coloré par la norme de la vitesse.

de mailles. Le coût de calcul devient très élevé : le pas de temps de l'itération est de l'ordre de $\Delta t \simeq 2e^{-7}s$, et le temps calcul d'une itération varie entre 40 et 50s. Ce coût élevé ne nous permet pas de tirer des conclusions sur les aspects dynamiques du jet issu de cette simulation. L'aspect de l'interface après $1.0e^{-3}$ seconde physique de simulation sur ce maillage est présenté sur la figure 5.12. Lorsque cette figure est comparée à la figure 5.11(a), nous pouvons observer de plus nombreuses déstabilisations interfaciales. De très fines gouttes sont également visibles sur cette figure. Il est difficile de dire si l'origine de ces gouttes est physique ou numérique, mais cela montre que le code est capable de capturer des très petites échelles diphasiques, même dans des rapports de masses volumiques et de vitesses importants.

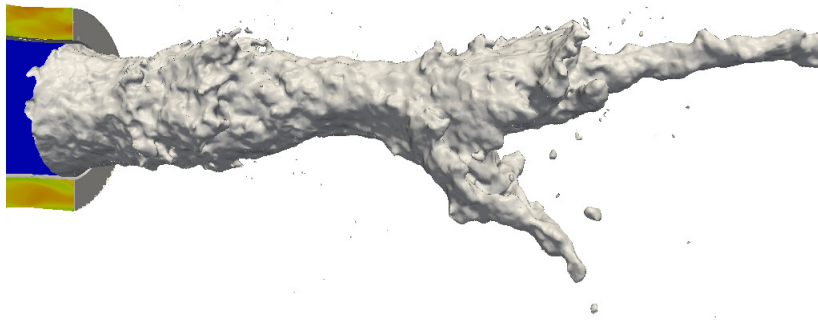


FIGURE 5.12 – Aspect de l'interface pour $\Delta_x = 0.025mm$, sur un maillage contenant 1.2 milliard de mailles. Aspect du jet à $t = 1e^{-3}s$.

La visualisation du critère Q sur les différentes figures 5.11 met en évidence des structures tourbillonnaires "internes", affleurant l'interface. Ces structures sont issues du décollement tourbillonnaire en aval de la lèvre séparatrice de l'injecteur. La visualisation du critère Q à l'intérieur de l'injecteur, présentée sur la figure 5.13, met en évidence des tourbillons longitudinaux au sein de celui-ci.

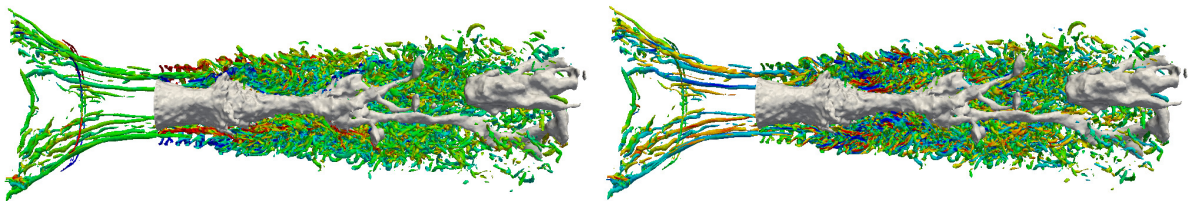


FIGURE 5.13 – Présence de tourbillons longitudinaux au sein de l'injecteur. Contours de critère $Q = 3 \cdot 10^7 s^{-2}$ colorés par la vorticité transverse ω_z (à gauche) et axiale ω_x (à droite).

Lorsqu'un écoulement visqueux s'écoule sur une paroi solide concave, la couche limite se développant sur cette paroi peut être sujette à une instabilité de type Görtler, donnant naissance

à des tourbillons longitudinaux contra-rotatifs. Ces tourbillons longitudinaux peuvent être responsables d'une transition vers la turbulence de l'écoulement. L'écoulement de couche limite se développant sur une paroi concave peut être caractérisé par le nombre de Görtler, traduisant le rapport des effets centrifuges sur les effets visqueux dans la couche limite. Ce nombre s'écrit :

$$G = \frac{U_{gaz} \delta_g}{\nu_g} \sqrt{\frac{\delta_g}{R}}, \quad (5.1)$$

avec U_{gaz} la vitesse du gaz, ν_g sa viscosité cinématique, δ_g l'épaisseur de couche limite, et R le rayon de courbure de la paroi sur laquelle se développe la couche limite. Saric [113] montre que les tourbillons longitudinaux se développent lorsque $G > 0.3$.

Dans nos simulations, l'épaisseur de couche limite gazeuse δ_g est évaluée à $0.1mm$ environ, la viscosité cinématique de l'air ν_g vaut $15.6 \cdot 10^{-6} m^2/s$, la vitesse de l'air U_{air} vaut $22.6m/s$, et le rayon de courbure de l'injecteur R de l'injecteur est évalué¹ à $R = 19mm$. Une représentation de la courbure de l'injecteur est présentée sur la figure 5.14. Le nombre de Görtler de l'écoulement au sein de l'injecteur est alors évalué à $G = 10$, qui est bien une valeur pour laquelle les tourbillons de Görtler se développent. En sortie de l'injecteur, ces tourbillons pénètrent entre les structures tourbillonnaires "internes" issues du décollement en aval de la lèvre séparatrice et les structures de la couche de mélange monophasique. L'effet de ces tourbillons longitudinaux sur la dynamique globale du jet reste à étudier.

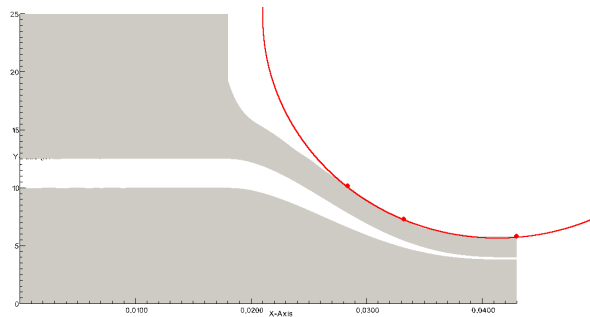


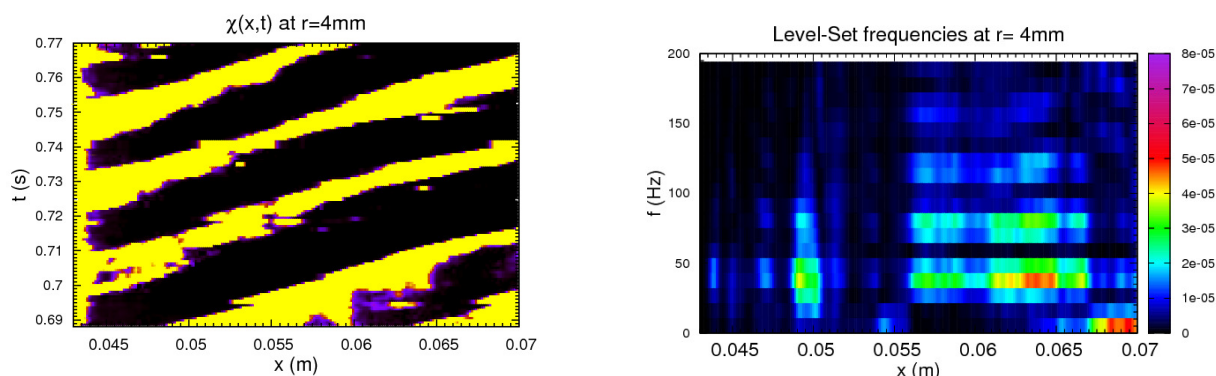
FIGURE 5.14 – Evaluation de la courbure de l'injecteur.

5.5.3.2 Mesure de la fréquence des vagues interfaciales du cas forcé 50Hz

La fréquence des vagues interfaciales obtenues pour le cas forcé sur la vitesse liquide à $f = 50Hz$ est mesurée, pour la simulation réalisée avec une taille de maille $\Delta_x = 0.05mm$. La mesure est effectuée à l'aide d'une ligne de mesure située en $r = 4mm$, soit au centre de la lèvre d'injection (voir schéma de l'injecteur figure 5.2(b)). Le diagramme de Hovmöller réalisé sur la fonction indicatrice de phase $\chi(x, t)$ sur cette ligne est présenté sur la figure 5.15. Il illustre le passage d'environ 4 vagues à travers la ligne de mesure, sur l'ensemble de la simulation, d'un temps physique total de $t_{tot} \simeq 0.1s$. Le spectrogramme présenté sur la figure 5.15(b) met en évidence une fréquence marquée, suivie de ses composantes harmoniques. La fréquence mesurée

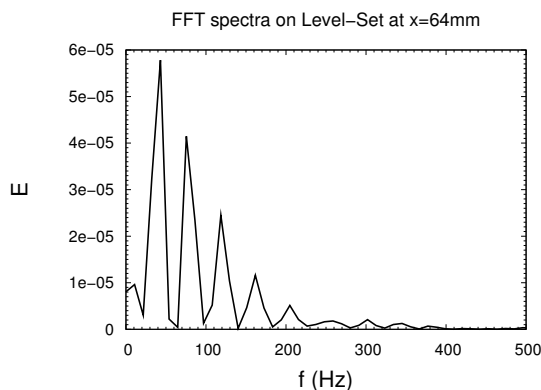
1. Le rayon de courbure est évalué en calculant le rayon du cercle circonscrit au triangle défini par les trois points dessinés sur la figure 5.14.

est $f = 43Hz$, qui est bien de l'ordre grandeur de la fréquence de forçage ($f = 50Hz$).



(a) Diagramme de Hovmöller pour la fonction indicatrice de phase en $r=4mm$

(b) Spectrogramme pour la fonction indicatrice de phase en $r=4mm$. Une fréquence se distingue.



(c) Fréquence de vague mesurée : $f = 43Hz$.

FIGURE 5.15 – Evolution de la fonction indicatrice de phase en $r = 4mm$ et fréquences de passage associées.

5.6 Conclusions et perspectives

Les simulations présentées dans ce chapitre au cours de ce chapitre mettent en évidence la capacité du code YALES2 à réaliser des simulations numériques d'écoulements diphasiques à forts rapports de masses volumiques et de vitesses. Des études complémentaires doivent cependant être menées pour mieux comprendre l'origine numérique ou physique de la faible déstabilisation naturelle du jet.

Le maillage de la géométrie exacte de l'injecteur utilisé dans les expériences menées au LEGI a permis l'étude de l'écoulement au sein de l'injecteur. La comparaison des profils de vitesse et de taux de turbulence entre la simulation et la mesure expérimentale montre un bon accord. L'analyse des effets instationnaires de l'écoulement gazeux au sein de l'injecteur est imprécise compte-tenu du coût du calcul, mais il semble exister des oscillations de pression, induites par

le tourbillon créé dans la buse d'injection en face des arrivées d'air. Il semble également que la signature fréquentielle de ce tourbillon se retrouve en sortie d'injecteur. Les visualisations de structures tourbillonnaires au sein de l'injecteur gaz montrent la présence de tourbillons longitudinaux, issus du développement de l'instabilité de Görtler.

Les forçages réalisés mettent en avant l'importance d'un bon contrôle de l'injection liquide, celle-ci pouvant induire de fortes déstabilisations du jet. Les forçages tels que nous les avons définis (forçage global des débits) ne permettent pas de montrer l'influence de l'injection gazeuse, mais d'autres types de forçages, et des temps de simulation plus long, le peuvent peut-être. Les déstabilisations observées dans le cas forcé liquide présentent un aspect globalement proche des observations expérimentales faites au LEGI.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

"Tut, tut, child!" said the Duchess. "Everything's got a moral, if only you can find it."

LEWIS CARROLL - *Alice's adventures in wonderland*

Ce travail avait pour objectif de contribuer à une meilleure compréhension de la dynamique d'un jet liquide cisailé par une phase rapide, en portant une attention particulière aux interactions entre le jet liquide et les structures tourbillonnaires présentes dans la phase rapide. Cette étude a été menée à la fois pour une géométrie de jet plan, et pour une configuration de jet coaxial. Les caractéristiques physiques retenues pour la phase rapide ne sont pas nécessairement représentatives des phases gazeuses rencontrées en pratique. Ce choix permet de pouvoir réaliser, pour des coûts de simulation acceptables, des études paramétriques de l'influence de paramètres tels que l'épaisseur de la couche limite de la phase rapide au niveau de l'injection. Nous avons cependant également étudié une configuration de jet réaliste, pour laquelle les analyses restent davantage partielles, en raison du coût très élevé de la simulation. Ces coûts n'ont permis d'atteindre dans le cadre de cette thèse, que des temps physiques pour lesquels l'établissement du jet n'est pas pleinement réalisé.

L'étude des configurations de jet plan a permis une caractérisation détaillée des mécanismes menant au phénomène de battement du jet. Une instabilité interfaciale primaire se développe sur chacune des deux interfaces du jet liquide, conduisant à la création d'une vague de petite amplitude. Derrière cette vague, la phase rapide est sujette à un phénomène de décollement tourbillonnaire, ce qui modifie le champ de pression environnant la nappe. La nappe liquide est accélérée par le cisaillement qu'impose la phase rapide. La conservation du débit liquide impose alors à la nappe de s'affiner. Cet affinement, la différence de pression de part et d'autre de la nappe causée par une dépression issue d'une recirculation d'un côté, et une suppression de l'autre induite par l'interaction de la phase rapide avec la nappe liquide, sont responsables du phénomène de battement. Ce mécanisme à l'origine du battement de la nappe liquide est localisé dans une région proche de l'injection, entre les distances L_{core} , coeur liquide pour lequel le taux de présence moyen de la phase liquide reste supérieur à 0.9, et L_{flapp} , distance de battement à partir de laquelle le taux de présence moyen descend sous la valeur 0.1. Le phénomène de battement accélère le liquide d'une vitesse initialement proche de celle prédite par Dimotakis [28], à une vitesse approximativement égale au double de cette vitesse théorique.

Les caractéristiques statistiques et dynamiques du battement observées sur le cas d'étude ont été systématiquement analysées et comparées au corpus des résultats expérimentaux disponibles, dans la mesure où les éléments nécessaires à l'adimensionnement permettent cette comparaison. La mesure du taux d'amplification spatial de notre simulation est difficilement comparable aux mesures expérimentales, et la fréquence du phénomène de battement observée est mal décrite par les lois adimensionnelles proposées dans la littérature pour des configurations eau/air ou kérosène/air. L'effet des masses volumiques, et du rapport des masses volumiques sur ces quantités reste à analyser plus précisément.

Une étude de sensibilité à la taille de couche limite de la phase rapide δ_2 a été réalisée. Une évolution linéaire de la fréquence de battement et du taux d'amplification spatial de la nappe plane est observée. La vitesse convective de l'ensemble de la nappe sujette au battement reste constante avec δ_2 . Cette étude permet de mettre en évidence que la quantité $\frac{f_{lapp} \cdot L_{core}}{U_{c1aire}}$, qui définit un nombre de Strouhal, est également constante avec δ_2 .

Le contrôle passif du phénomène de battement est possible par le contrôle de l'amincissement de la nappe liquide, soit encore par le contrôle du cisaillement interfacial imposé au liquide par la phase rapide qui induit une accélération du liquide. Un moyen de diminuer le cisaillement interfacial est d'exploiter la diffusion du profil de vitesse de la phase rapide dans une couche de mélange externe. Une façon d'augmenter le cisaillement interfacial d'une configuration où la phase rapide se diffuse dans une couche de mélange externe, est l'augmentation de l'épaisseur de la phase rapide H_2 . Une deuxième manière d'augmenter le cisaillement interfacial, et donc l'accélération du liquide est l'augmentation du rapport de vitesse $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ par la diminution de la vitesse liquide U_1 .

Le deuxième chapitre de résultats concerne l'étude de jets liquides coaxiaux, cisailés par une couronne de phase rapide. Le passage d'une configuration plane à une configuration coaxiale modifie considérablement l'écoulement. L'ajout d'un rayon de courbure inhibe la dynamique de battement du jet. Les spectres de fréquences des déstabilisations interfaciales et du phénomène de battement contiennent plusieurs signatures fréquentielles, contrairement à ce qui a été vu dans le cas plan où une seule fréquence est identifiable. Il est ainsi probable que le passage d'une configuration plane à une configuration coaxiale ait modifiée la nature des instabilités observées, d'une nature absolue dans le cas plan, à une nature convective dans le cas du jet coaxial. Nous n'avons pas réalisés les études pouvant permettre de s'en assurer, ce point mériterait une analyse plus approfondie.

Les mécanismes de déstabilisation du jet coaxial sont étudiés relativement à une configuration de référence. Des vagues interfaciales de forme annulaire se développent. Le plan de cet anneau est, pour les premières positions $\frac{x}{D_1}$, perpendiculaire à l'axe du jet, puis ces vagues s'inclinent et sont convectées de façon oblique. Ces vagues obliques alternées s'apparient entre elles, et cette appariement fait naître la dynamique de battement du jet coaxial. Les vagues interfaciales ont initialement une vitesse convective proche de celle prédite par Dimotakis [28], et leur appariement provoque leur accélération d'un facteur 1.5 environ, pour la configuration de référence étudiée.

Une étude de sensibilité est réalisée, où l'effet de plusieurs paramètres amonts est analysé. La fréquence de battement du jet semble bien évoluer de façon linéaire avec la taille de couche limite de la phase rapide δ_2 comme ce qui est observé dans la géométrie plane, mais la variation de fréquence est plus modérée. L'augmentation du rapport de vitesse $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ par la diminution de la vitesse liquide U_1 à vitesse de phase rapide U_2 constante fait naître une zone de recirculation proche de l'injection, qui augmente l'amplitude de battement du jet. Les simulations réalisées montrent que le rapport de flux de quantité de mouvement $M = \frac{\rho_2 U_2^2}{\rho_1 U_1^2}$ n'est pas une caractéristique

de la dynamique du jet, et n'est pas non plus caractéristique de l'état visuel d'atomisation du jet. Cet état d'atomisation semble plus dépendre des nombres de Reynolds et de Weber pouvant caractériser la phase rapide.

Une étude du contrôle passif et actif du phénomène de battement est réalisée. Cette étude montre que l'augmentation de l'amplitude du battement peut être obtenue par l'augmentation du rapport des vitesses $r_u = \frac{U_2}{U_1}$, ainsi que par l'augmentation de l'épaisseur de couche limite liquide δ_1 . Un contrôle actif, par un forçage sinusoïdal de faible amplitude imposé sur la vitesse liquide U_1 dans l'épaisseur de couche limite liquide δ_1 , peut permettre de faire apparaître un battement d'une amplitude importante.

L'augmentation de l'épaisseur de phase rapide H_2 permet d'atténuer le battement du jet. Il semble ainsi exister un phénomène de "confinement" du jet par les structures tourbillonnaires de la phase rapide. Là encore, l'effet du rapport des masses volumiques sur ce confinement est à analyser plus précisément. Il semble que la réalité expérimentale en air et eau soit plus complexe que les observations réalisées sur la base de nos simulations. Cette conclusion montre surtout que les résultats mis en avant dans la configuration de jet plan ne sont pas nécessairement transposables au jet coaxial, compte tenu du fait qu'il n'y a qu'une unique structure tourbillonnaire de forme torique en interaction avec le jet coaxial, contre deux structures de forme tubulaires dans le cas du jet plan. Il apparaît en particulier que les phénomènes de battement du jet plan et du jet coaxial ne sont pas les mêmes : une différence de pression de part et d'autre du jet plan induit son battement, alors que le battement du jet coaxial résulte, pour les simulations réalisées, de l'appariement de deux vagues interfaciales.

Le dernier chapitre de résultats porte sur la simulation numérique d'un écoulement eau/air, qui correspond à une installation expérimentale utilisée au LEGI. La simulation de l'écoulement au sein de la buse d'injection, et l'effort porté au maillage adapté de cette buse, permettent d'obtenir des profils de vitesse et de taux de turbulence en sortie de buse comparables à l'expérience. Si le code est donc bien capable de simuler un écoulement diphasique à forts rapports de masses volumiques et de vitesses, l'écoulement obtenu diffère cependant de la réalité expérimentale. Des études complémentaires doivent être menées pour comprendre l'origine de ces différences.

La mise en place de forçages sur les vitesses d'injection a permis de mettre en évidence la sensibilité de l'écoulement à l'injection liquide, et d'obtenir un écoulement plus proche de la réalité expérimentale. D'autres types de forçages et des temps de simulation plus long que ceux ayant été réalisés peuvent probablement conduire à identifier également la sensibilité à l'injection gazeuse.

L'étude de l'écoulement au sein de l'injecteur gazeux fait apparaître des variations de pression causées par un tourbillon créé en face des arrivées d'air, ainsi que du développement de tourbillons de Görtler. L'effet de ces variations de pression et de ces tourbillons de Görtler sur la dynamique du jet reste à analyser de façon plus complète.

L'une des difficultés majeures pour une compréhension des phénomènes intervenant dans les écoulements cisailés diphasiques analysés dans cette thèse reste le manque de caractérisation adimensionnelle pour les effets dynamiques. L'effet de la modification des valeurs nominales des masses volumiques, et du rapport de ces masses volumiques sur la dynamique des jets mériterait à notre avis une analyse plus approfondie, que le temps disponible pour ce travail n'a pas permis de mener. Les résultats de ce travail, réalisé de manière adimensionnelle, pourront, nous l'espérons, constituer des éléments de comparaison intéressants lors de la proposition de lois adimensionnelles issues d'observations expérimentales.

Nous avons annoncé dès l'introduction de ce mémoire que notre étude serait focalisée sur l'analyse du phénomène de battement. Par conséquent, l'état d'atomisation des jets simulés n'a pas été analysé autrement que de façon qualitative, sur la seule base des visualisations réalisées. Une étude numérique de l'effet des paramètres amont sur la qualité de l'atomisation du jet est à l'heure actuelle envisageable, pour des rapports de vitesses et de masses volumiques modérés. Une attention particulière devra cependant être portée à l'étude de convergence en maillage. L'expérience acquise dans ce travail, ainsi que les interactions menées avec les expérimentateurs, montrent que les phénomènes interfaciaux sont extrêmement sensibles aux nombreux paramètres mis en jeu. L'effet de la taille de maille sur la qualité de l'atomisation devra bien sûr être étudiée, mais d'autres paramètres peuvent sans doute avoir une influence importante sur les tailles de gouttes créées, comme par exemple la forme du profil de vitesse initial, la position de l'interface dans la première maille, l'effet d'un maillage structuré ou non, les schémas numériques...

Enfin, nous avons particulièrement apprécié dans le cadre de cette thèse la possibilité qui nous a été offerte de développer une forte interaction avec les expérimentateurs du LEGI, qui étudient ces phénomènes d'instabilité de jets liquides cisailés par une phase gazeuse rapide. Cette interaction a permis de partager, même de façon informelle, les résultats des études paramétriques sur le comportement du jet, et de mieux connaître les besoins expérimentaux. Cette interaction a évidemment été très précieuse pour mener à bien l'étude de la configuration expérimentale présentée dans le dernier chapitre du mémoire. Nous préconisons très clairement de poursuivre les futurs travaux numériques qui prolongeront cette thèse dans ce même cadre de collaboration.

Bibliographie

- [1] T. Arai and H. Hashimoto. Disintegration of a thin liquid sheet in a concurrent gas stream. *Proc. 3rd Intl Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS-85, London*, 1985.
- [2] Guillaume Balarac. *Etude numérique de la dynamique tourbillonnaire et du mélange dans les jets coaxiaux turbulents*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [3] Guillaume Balarac and Olivier Metais. The near field of coaxial jets : A numerical study. *Physics of Fluids*, 17(6) :065102, 2005.
- [4] F Barreras. *Experimental Study of the Break-up and Atomization of a planar Liquid Sheet*. PhD thesis, University of Zaragoza, 1998.
- [5] G.K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, 1967.
- [6] Fares Ben Rayana. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles des gouttes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2007.
- [7] L P Bernal and A Roshko. Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 170, 1986.
- [8] T Boeck and S Zaleski. Viscous versus inviscid instability of two-phase mixing layers with continuous velocity profile. *Physics of Fluids*, 17(3) :032106, 2005.
- [9] J.U Brackbill, D.B Kothe, and C. Zemach. A continuum method for modeling surface tension.pdf. *Journal of Computational Physics*, 1992.
- [10] Garry L. Brown and Anatol Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(04) :775, March 1974.
- [11] Hervé Carentz. *Etude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2000.
- [12] I.S. Carvalho, Heitor M.V., and Santos D. Liquid film desintegration regimes and proposed correlations. *International Journal of Multiphase Flow*, 28 :773–789, 2002.
- [13] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Dover Publication, 1961.
- [14] François Cheuret. *Instabilités Thermo-acoustiques de combustion haute-fréquence dans les moteurs fusées*. PhD thesis, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, Aix-Marseille I, 2005.

-
- [15] A. Chorin. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Mathematics of Computation*, 104 :745–762, 1968.
- [16] Frédéric Couderc. *Développement d'un code de calcul pour la simulation d'écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d'un jet liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2007.
- [17] G. D. Crapper, N. Dombrowski, W. P. Jepson, and G. a. D. Pyott. A note on the growth of Kelvin-Helmholtz waves on thin liquid sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 57(04) :671, March 1973.
- [18] C. B. Da Silva, G. Balarac, and O. Métais. Transition in high velocity ratio coaxial jets analysed from direct numerical simulations. *Journal of Turbulence*, 5248(03) :1–18, 2003.
- [19] Carlos B. da Silva and Olivier Métais. Vortex control of bifurcating jets : A numerical study. *Physics of Fluids*, 14(11) :3798, 2002.
- [20] W.J.A Dahm, E.F Clifford, and G Tryggvason. Vortex structure and dynamics in the near field of a coaxial jet. *J. Fluid Mech.*, 241 :371–402, 1992.
- [21] D.W Davis and B. Cheroudi. Shear-Coaxial jets from a rocket-like injector in a transverse acoustic field at high pressures. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and exhibit- Reno, Nevada*, 2006.
- [22] Massimiliano De Benedictis. *Instabilités couplées à haute fréquence dans les moteurs-fusées à ergols liquides : étude du couplage chambre de combustion/système d'alimentation*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'aérotechnique, 2007.
- [23] R. DeBar. A method in two-d eulerian hydrodynamics. *Technical Report, UCID-19683, Lawrence Livermore National Laboratory*, 1974.
- [24] Antoine Delon, Jean-Philippe Matas, and Alain Cartellier. Flapping instability of a liquid jet. *8th International Conference on Multiphase Flow, ICMF2013, Korea*, pages 1–6, 2013.
- [25] O Desjardins and V Moureau. Methods for multiphase flows with high density ratio. In *Center for Turbulent Research, Summer Programm 2010*, pages 313–322, 2010.
- [26] Olivier Desjardins, Vincent Moureau, and Heinz Pitsch. An accurate conservative level set / ghost fluid method for simulating turbulent atomization. *Journal of Computational Physics*, 227 :8395–8416, 2008.
- [27] Olivier Desjardins and Heinz Pitsch. A spectrally refined interface approach for simulating multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 228(5) :1658–1677, 2009.
- [28] Paul E. Dimotakis. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24(11) :1791–1796, November 1986.
- [29] N. Dombrowski and W.R. Johns. The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. *Chemical Engineering Science*, 18(7) :470, July 1963.
- [30] P.G Drazin. The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous inviscid fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 214–224, 1958.

- [31] P.G Drazin and W.H. Reid. *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press, 1981.
- [32] Christophe Dumouchel. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in Fluids*, 45(3) :371–422, June 2008.
- [33] Jens Eggers and Emmanuel Villermaux. Physics of liquid jets. *Reports on Progress in Physics*, 71(3) :036601, March 2008.
- [34] C. Engelbert, Y. Hardalupas, and J. H. Whitelaw. Breakup Phenomena in Coaxial Airblast Atomizers. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 451(1941) :189–229, October 1995.
- [35] Nicolas Enjalbert. *Modélisation avancée de la combustion turbulente diphasique en régime de forte dilution par les gaz brûlés*. PhD thesis, Institut National Supérieur des Sciences Appliquées de Rouen, 2011.
- [36] D Enright, R Fedkiw, and I. Ferziger, J.and Mitchell. A hybrid particle level set method for improved interface capturing. *Journal of Computational Physics*, 183 :83–116, 2002.
- [37] H Eroglu, N Chigier, and Z Farago. Coaxial atomizer liquid intact lengths. *Physics of Fluids*, 1991.
- [38] M. Favre-Marinet and E.B Camano Schettini. Near-field of coaxial jets with large density ratio and large velocity differences. *Experiment in Fluids*, 26 :97–106, 1999.
- [39] Ronald P Fedkiw, Tariq Aslam, Barry Merriman, and Stanley Osher. A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method). *Journal of Computational Physics*, 152(2) :457–492, July 1999.
- [40] P Fernandez, VG Berthoumie and G Lavergne. Liquid sheet desintegration at high pressure : An experimental approach. *C.R Mecanique*, 337 :481–491, 2009.
- [41] D. Fuster, J.-P. Matas, S. Marty, S. Popinet, J. Hoepffner, a. Cartellier, and S. Zaleski. Instability regimes in the primary breakup region of planar coflowing sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 736 :150–176, November 2013.
- [42] Daniel Fuster, Gilou Agbaglah, and Christophe Josserand. Numerical simulation of droplets, bubbles and waves : state of the art. *Fluid Dynamics Research*, pages 1–27, 2009.
- [43] Daniel Fuster, Anne Bagué, Thomas Boeck, Luis Le Moyne, Anthony Leboissetier, Stéphane Popinet, Pascal Ray, Ruben Scardovelli, and Stéphane Zaleski. Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(6) :550–565, June 2009.
- [44] M Gaster. A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 222–224, 1962.
- [45] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3 :1760–1765, jul 1991.
- [46] Vital Gutiérrez Fernandez. *Experimental study of a liquid sheet disintegration in a high pressure environment*. PhD thesis, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, 2010.

- [47] J.F Hagerty, W. Shea. A study of the stability of plane fluid sheets. *Trans. ASME : J. App. Mech.*, pages 509–514, 1955.
- [48] F. Harlow and J. Welch. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Physics of Fluids*, pages 2182–2189, 1965.
- [49] H.L.F Helmholtz. Über discontinuierliche Flüssigkeits-Bewegungen. *Monatsberichte der Königlichen Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 23 :215–228, 1868.
- [50] M Herrmann. A balanced force refined level set grid method for two-phase flows on unstructured flow solver grids. *Journal of Computational Physics*, 227(4) :2674–2706, February 2008.
- [51] M. Herrmann. A parallel Eulerian interface tracking/Lagrangian point particle multi-scale coupling procedure. *Journal of Computational Physics*, 229(3) :745–759, February 2010.
- [52] E.J Hinch. A note on the mechanism of the instability at the interface between two shearing fluids. *J. Fluid Mech.*, 144 :463–465, 1984.
- [53] C.W Hirt and B.D Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1) :201–225, January 1981.
- [54] L.S Ho, C.M Huang. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J. Fluid Mech.*, page 443, 1982.
- [55] Moogeun Hong. *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [56] A Hooper and W Boyd. Shear-flow instability at the interface between two viscous fluids. *J. Fluid Mech.*, pages 507–528, 1982.
- [57] E.J Hopfinger. Atomisation d’un jet liquide par un jet de gaz coaxial : un bilan des connaissances acquises. *Combustion dans les moteurs fusées - Actes du colloque de synthèse du GDR CNES/CNRS/ONERA/SNECMA.*, pages 33–47, 2001.
- [58] P. Huerre. *Open Shear Flow Instabilities*. Cambridge University Press, 2000.
- [59] J.C.R Hunt, A.A Wray, and P Moin. Proceedings of the 1988 summer program. *CTR, Stanford.*, 1988.
- [60] J. Jeon, M. Hong, Y.M. Han, and Lee S.Y. Experimental study on spray characteristics of gas-centered swirl coaxial injectors. *J. Fluids Eng*, 2011.
- [61] M. Juniper. *Structures et stabilisation des flammes cryotechniques*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2001.
- [62] D. Juric and G. Tryggvason. A Front-Tracking Method for Dendritic Solidification. *Journal of Computational Physics*, 148(123) :127–148, 1996.
- [63] L. Kelvin. *Hydrokinetic solutions and observations*. Philosophical magazine, 1871.
- [64] By D Kim and P Moin. Numerical simulation of the breakup of a round liquid jet by a coaxial flow of gas with a subgrid Lagrangian breakup model. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, 2011.

- [65] M. Kraushaar. *Application of the compressible and low-Mach number approaches to Large-Eddy Simulation of turbulent flows in aero-engines*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2011.
- [66] B Lafaurie, C Nardonne, R Scardovelli, S Zaleski, and G Zanetti. Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. *Journal of Computational Physics*, 113 :134–147, 1994.
- [67] P.S Laplace. Sur l'action capillaire. *Journal de Physique*, 63, 1806.
- [68] Cédric Larricq-Fourcade. *Etude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2006.
- [69] J. C. Lasheras and H Choi. Three-dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988.
- [70] J C Lasheras and E J Hopfinger. Liquid jet instability and atomization in a coaxial stream. *Annu.Rev.Fluid.Mech.*, 32(1873) :275–308, 2000.
- [71] J. C. Lasheras, E. Villermaux, and E. J. Hopfinger. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 357 :351–379, February 1998.
- [72] Nicolas Leboucher. *Stabilité et Atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux avec effets de swirl - Application aux futurs moteurs fusée cryotechniques*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2009.
- [73] A.H Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Hemisphere publishing corporation, 1989.
- [74] B. Leroux, O. Delabroy, and F. Lacas. Experimental study of coaxial atomizers scaling. Part I : dense core zone. *Atomization and Sprays.*, 17 :381–407, 2000.
- [75] M Lesieur. *Turbulence in Fluids, 4th Edition*. Springer, 2008.
- [76] D. K. Lilly. A proposed modification of the germano subgrid scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 4(3) :633–635, 1992.
- [77] S.P Lin. *Breakup of liquid sheets and jets*. Cambridge University Press, 2003.
- [78] Enrique López-Pagés, César Dopazo, and Norberto Fueyo. Very-near-field dynamics in the injection of two-dimensional gas jets and thin liquid sheets between two parallel high-speed gas streams. *Journal of Fluid Mechanics*, 515 :1–31, September 2004.
- [79] A. Lozano and F. Barreras. Experimental study of the gas flow in an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 31(4) :367–376, October 2001.
- [80] A Lozano and F Barreras. Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, 437 :143–173, 2001.
- [81] A. Lozano, F. Barreras, C. Siegler, and D. Löw. The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 39(1) :127–139, June 2005.

- [82] Mathias Malandain. *Simulation massivement parallèle des écoulements turbulents à faible nombre de Mach*. PhD thesis, Institut National Supérieur des Sciences Appliquées de Rouen, 2013.
- [83] Mathias Malandain, Nicolas Maheu, and Vincent Moureau. Optimization of the deflated Conjugate Gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines. *Journal of Computational Physics*, 238 :32–47, 2013.
- [84] A. Mansour and N. Chigier. Disintegration of liquid sheets. *Physics of fluids. A, Fluid dynamics*, 2 :706–719, 1990.
- [85] A. Mansour and N. Chigier. Dynamic behavior of liquid sheets. *Phys. Fluids*, 12 :2971–2980, 1991.
- [86] P. Marmottant and E. Villermaux. On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498 :73–111, January 2004.
- [87] Philippe Marmottant. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
- [88] JP Matas and A Cartellier. Flapping instability of a liquid jet. *Proceedings of 3e colloque INCA, Initiative en Combustion Avancée*, 2011.
- [89] J.P. Matas and A. Cartellier. Flapping instability of a liquid jet. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 341 :35–43, 2013.
- [90] JP Matas, JL Estivalezes, and A Cartellier. Atomisation gaz-liquide : lien entre l'instabilité grande-échelle d'un jet liquide et le flapping d'une nappe liquide. *Proceedings of 2nd colloque INCA, Initiative en Combustion Avancée*, 2008.
- [91] JP. Matas, S. Marty, and A. Cartellier. Experimental and analytical study of the shear instability of a gas-liquid mixing layer. *Physics of Fluids*, 23(9) :094112, 2011.
- [92] T Menard, S Tanguy, and A Berlemont. Coupling level set/VOF/ghost fluid methods : Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(5) :510–524, may 2007.
- [93] Thibaut Menard. *Développement d'une méthode Level-Set pour le suivi d'interface - Application à la rupture de jet liquide*. PhD thesis, Faculté des sciences l'Université de Rouen, 2007.
- [94] A Michalke. On the inviscid instability of the hyperbolic tangent. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 543–556, January 1964.
- [95] A. Michalke. On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.*, pages 521–521, 1965.
- [96] P Monkewitz and Huerre P. Influence of the velocity ratio on the spatial instability of mixing layers. *Physics of Fluids*, 25(7) :1137, 1982.
- [97] A. Murrone, N. Fdida, C. Le Touze, and L. Vingert. Atomization of cryogenic rocket engines coaxial injectors. Modeling aspects and experimental investigations. In *Space Propulsion 2014*, COLOGNE, Germany, May 2014.

- [98] C.F Neves Bettencourt Da Silva. *The role of coherent structures in the control and interscale interactions of round, plane and coaxial jets*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - Universidade Técnica de Lisboa, 2001.
- [99] Elin Olsson and Gunilla Kreiss. A conservative level set method for two phase flow. *Journal of Computational Physics*, 210(1) :225–246, November 2005.
- [100] Elin Olsson, Gunilla Kreiss, and S. Zahedi. A conservative level set method for two phase flow II. *Journal of Computational Physics*, 225(2) :785–807, 2007.
- [101] Stanley Osher and James a Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79(1) :12–49, November 1988.
- [102] T Otto, M Rossi, and T Boeck. Viscous instability of a sheared liquid-gas interface : Dependence on fluid properties and basic velocity profile. *Physics of Fluids*, 25 :032103, 2013.
- [103] J Park, H Kang, L Xianguo, and R Metin. Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle. *Physics of Fluids*, 16 :625–632, 2004.
- [104] S. Popinet. Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 190(2) :572–600, 2003.
- [105] Stéphane Popinet. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows. *Journal of Computational Physics*, pages 1–47, 2009.
- [106] E Porcheron, J.L Carreau, L. Prevost, D LeVisage, and F. Roger. Effects of density on coaxial liquid jet atomization. *Atomization and Sprays*, 12 :209–227, 2002.
- [107] Ludovic Raynal. *Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.
- [108] H Rehab, E Villiermaux, and E J Hopfinger. Flow regimes of large-velocity-ratio coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 345 :357–381, 1997.
- [109] Hichem Rehab. *Structure de l'écoulement et mélange dans le champ proche des jets coaxiaux*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1997.
- [110] Frank Richecoeur. *Expérimentations et simulations numériques des interactions entre modes acoustiques transverse et flammes cryotechniques*. PhD thesis, Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion - Ecole Centrale de Paris, 2006.
- [111] Murray Rudman. A volume-tracking method for incompressible multifluid flows with large density variations. *International Journal for numerical methods in fluids*, 378 :357–378, 1998.
- [112] M.V Salvetti. Effects of the velocity ratio on vorticity dynamics and mixing in coaxial jet flow. *1st Turbulent Shear Flow Phenomena*, 2000.
- [113] W.S. Saric. Görtler vortices. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 26 :379–409, 1994.
- [114] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. McGraw Hill, 1955.

- [115] Peter J. Schmid. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, 656(July 2010) :5–28, July 2010.
- [116] J. Shinjo and a. Umemura. Simulation of liquid jet primary breakup : Dynamics of ligament and droplet formation. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(7) :513–532, July 2010.
- [117] J. Shinjo and a. Umemura. Detailed simulation of primary atomization mechanisms in Diesel jet sprays (isolated identification of liquid jet tip effects). *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2) :2089–2097, January 2011.
- [118] W.a Sirignano and C Mehring. Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(4-6) :609–655, August 2000.
- [119] M.D. Slessor, M Zhuang, and Dimotakis P.E. Turbulent shear-layer mixing : growth-rate compressibility scaling. *Journal of Fluid Mechanics*, 414 :35–45, 2000.
- [120] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91 :99, 1963.
- [121] H.B. Squire. Investigation of the instability of moving liquid film. *Brit. J. Appl. Phys.*, pages 167–169, 1953.
- [122] B. Stapper and G.S. Samuelsen. An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear. *AIAA Paper*, pages 89–0461, 1990.
- [123] M Sussman and G Puckett. A Coupled Level Set and Volume-of-Fluid Method for Computing 3D and Axisymmetric Incompressible Two-Phase Flows. *Journal of Computational Physics*, 162(2) :301–337, August 2000.
- [124] Gilles Tissot, Laurent Cordier, Nicolas Benard, and Bernd R. Noack. Model reduction using Dynamic Mode Decomposition. *Comptes Rendus Mécanique*, 342(6-7) :410–416, June 2014.
- [125] Gaurav Tomar, Daniel Fuster, Stéphane Zaleski, and Stéphane Popinet. Multiscale simulations of primary atomization. *Computers & Fluids*, 39(10) :1864–1874, December 2010.
- [126] 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(2) :708–759, May 2001.
- [127] S.O Unverdi and G. Tryggvason. A front-tracking method for viscous incompressible multi fluid flows. *Journal of Computational Physics*, 100 :25–37, 1992.
- [128] Stijn Vantieghem. *Numerical simulation of quasi-static magnetohydrodynamics using an unstructured finite solver : development and applications*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, 2011.
- [129] E Villiermaux and H Rehab. Mixing in coaxial jets. *J. Fluid Mech.*, 425 :161–185, 2000.
- [130] T.J Williams, M. R. M. H. Ali, and J.S Anderson. Noise and Flow Characteristics of Coaxial jets. *J. Mech. Eng.*, 11 :133–142, 1969.

-
- [131] R.D Woodward. *Primary Atomization of Liquid Jets Issuing from Rocket Engine Coaxial Injectors*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering, The Pennsylvania State University, University Park, PA, 1993.
- [132] P Yecko, S Zaleski, and J-M Fullana. Viscous modes in two-phase mixing layers. *Physics of Fluids*, 14(12) :4115, 2002.
- [133] D.L Youngs. Time dependent multi material flow with large fluid distortion. *Num. Methods for Fluid Dynamics*, pages 273–285, 1982.
- [134] Davide Zuzio. *Direct numerical simulation of a two phase flows with adaptative mesh refinement*. PhD thesis, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, 2010.
- [135] Davide Zuzio, Jean-Luc Estivalezes, Philippe Villedieu, and Ghislain Blanchard. Numerical simulation of primary and secondary atomization. *Comptes Rendus Mécanique*, 341(1–2) :15–25, 2013.

Alles hat ein Ende, nur die Wurst hat zwei...