

**ÉCOLE DOCTORALE MATHÉMATIQUES,
SCIENCES DE L'INFORMATION ET DE L'INGÉNIEUR**
*Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de
l'imagerie*
(ICube) – UMR 7357

THÈSE présentée par :
Gabriel GUIBU PEREIRA

Soutenue le : 21 JUIN 2019

Pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université de Strasbourg**
Discipline/ Spécialité : Sciences de l'Ingénieur – Mécanique des fluides

**Modélisation numérique d'écoulements
turbulents avec entraînement d'air au
sein d'ouvrages hydrauliques**

THÈSE dirigée par :

M. VAZQUEZ José

Professeur, ENGEES, Université de Strasbourg

THÈSE co-dirigée par :

M. DUFRESNE Matthieu

Directeur scientifique, 3D EAU

RAPPORTEURS :

M. CHANSON Hubert

Professeur, The University of Queensland

M. DAVID Laurent

Professeur, Université de Poitiers, Institut Pprime

Président du Jury :

M. DEWALS Benjamin

Professeur, Université de Liège

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. WERTEL Jonathan

Président, 3D EAU

Remerciements

J'exprime mon sentiment de gratitude à tous ceux qui m'ont aidé à réaliser le travail présenté dans ce document.

Je tiens d'abord à remercier les différentes institutions impliquées. Merci à 3D EAU et à l'ANRT d'avoir assuré le financement de cette thèse pendant trois ans.

Merci à tout le personnel de l'Université de Strasbourg, de l'ICUBE, de la MSII et de l'ENGEES pour leur accueil et pour m'avoir offert les moyens de travail nécessaires. Je tiens particulièrement à remercier l'équipe enseignante de l'ENGEES pour m'avoir permis d'exercer ma première activité d'enseignement durant ces trois années.

Je remercie l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'examiner mon travail. Merci au Professeur Hubert Chanson pour ses conseils et critiques constructives le long de son rapport de thèse et le jour de la soutenance, qui m'ont permis de rendre un meilleur manuscrit à la fin. Merci au Professeur Laurent David et au Professeur Benjamin Dewals d'avoir accompagné mes travaux depuis le comité de suivi de thèse jusqu'à sa fin, et d'avoir accepté d'être, respectivement, rapporteur et président du jury.

Je remercie mes exceptionnels encadrants de m'avoir guidé pendant ces trois ans. Merci à mon directeur de thèse José Vazquez pour son enthousiasme et pour nos échanges très constructifs. Merci à mon co-directeur Matthieu Dufresne pour sa rigueur, son pragmatisme et son suivi régulier. Merci à Jonathan Wertel pour son accompagnement attentif et pour sa confiance en moi.

Merci à toute ma belle-famille, ainsi qu'à tous les collègues et amis du laboratoire et de 3D EAU, qui m'ont énormément supporté pendant et après la soutenance.

Merci à Sandra, ma compagne, pour son appui, sa patience et son aide inestimables.

Por fim, sou profundamente grato pelo amparo que recebi de meus amigos íntimos e familiares no Brasil. Agradeço sobretudo a meus pais, Antonio e Fátima, e a meu irmão, Victor, pela compreensão e pelo apoio que puderam me oferecer.

Résumé

La dispersion de l'air dans l'eau est un phénomène observé fréquemment pour une large variété d'écoulements dans des structures hydrauliques, qu'elles soient naturelles ou conçues par l'homme. Or, la présence de bulles d'air immergées dans l'eau modifie de façon significative les caractéristiques de l'écoulement. Ces modifications peuvent être bénéfiques ou nuisibles selon la situation. En particulier, dans le contexte des milieux confinés des réseaux d'eaux urbains, l'évaluation du transport d'air est un facteur important pour le dimensionnement des ouvrages, tels que les puits de chute. Le travail présenté dans cette thèse s'intéresse à l'identification et au développement des techniques de modélisation numérique tridimensionnelle, permettant de mieux évaluer les interactions eau-air et le transport diphasique dans le contexte des ouvrages hydrauliques. Une approche de modélisation diphasique hybride est implémentée, dans le but de représenter les écoulements à la fois en régime ségrégué et dispersé. Différentes méthodologies ont ainsi été appliquées pour simuler des écoulements aérés, et leurs résultats ont été confrontés à des mesures expérimentales.

Mots-clés : Écoulement dispersé, Écoulement en mousse, Entraînement d'air, Mécanique des fluides numériques, Puits de chute, Turbulence à surface libre

Abstract

The mixing and dispersion of air into water is a frequently observed feature of flows occurring in nature and in man-made hydraulic structures. The addition of immersed air bubbles in the water modifies substantially the flow's characteristics, which may have a desirable or harmful effect depending on the context. Furthermore, the assessment of the air currents is of value in the study of confined spaces. For instance, this is important in the design of air vents in structures such as dropshafts in sewage systems. This thesis focuses on identifying and developing three-dimensional computational models for a better description of air-water interactions and two-phase flows in the context of hydraulic structures. A hybrid two-phase modelling approach is implemented in this thesis, thus allowing the simultaneous representation of segregated and dispersed flow regimes. The results from different methods employed for the aerated flow simulations are finally confronted with experimental data.

Keywords : Dispersed two-phase flows, Skimming flow, Air entrainment, Computational Fluid Dynamics, Dropshafts, Free-surface turbulence

TABLE DES MATIERES

Remerciements	i
Résumé	ii
Abstract	ii
TABLE DES MATIERES.....	iii
TABLE DES FIGURES.....	vi
LISTE DES TABLEAUX.....	ix
ABREVIATIONS ET ACRONYMES	x
NOTATIONS.....	xi
Introduction.....	1
Contexte et problématique.....	1
Objectifs et démarche.....	3
1 Phénoménologie	5
1.1 Le phénomène d'entraînement d'air	5
1.1.1 Aération de surface.....	6
1.1.2 Aération localisée	13
1.2 Les écoulements diphasiques aérés	16
1.3 Effets d'échelle et similarités	24
1.4 Conclusion du chapitre 1	29
2 Modélisation numérique des écoulements diphasiques	31
2.1 Identification ou modélisation des interfaces ?	35
2.1.1 Identification d'interface : Méthode Volume of Fluid	36
2.1.2 Modélisation d'interface : Méthode Two-Fluid Model.....	41
2.1.3 Bilan.....	46
2.2 Turbulence et couplage d'approches diphasiques	49
2.2.1 Les approches de modélisation de la turbulence.....	49
2.2.2 Couplage d'approches diphasiques 1 : RANS + Source d'injection d'air.....	58
2.2.3 Couplage d'approches diphasiques 2 : Résolution transitoire de grandes interfaces.....	64
2.3 Conclusion du chapitre 2	68
3 Implémentation d'un solveur hybride VOF-TFM	70
3.1 Cahier des charges de la modélisation.....	71
3.2 Solveurs diphasiques	77
3.3 Position de vofTfmFoam par rapport aux autres solveurs	86
3.4 Conclusion du chapitre 3	88
4 Simulation de l'entraînement d'air localisé	90
4.1 Cas du jet d'eau circulaire en plongeon.....	91
4.1.1 Présentation du cas d'étude	97
4.1.2 Le domaine de calcul et maillage.....	99

4.1.3 Les simulations	101
4.1.4 Résultats.....	102
4.1.4.1 Aspects macroscopiques	102
4.1.4.2 Profils de vitesses.....	109
4.1.4.3 Concentration moyenne d'air	114
4.1.4.4 Effets d'échelle	125
4.1.4.5 Conclusions	127
4.2 Cas du puits de chute.....	130
4.2.1 Présentation du cas d'étude	133
4.2.2 Le domaine de calcul et maillage.....	135
4.2.3 Simulations préliminaires.....	137
4.2.3.1 Modèles de turbulence	137
4.2.3.2 Mode d'écoulement en chute libre	140
4.2.4 Les simulations – mode d'écoulement « avec ressaut ».....	142
4.2.5 Résultats.....	143
4.2.5.1 Aspect de l'écoulement.....	143
4.2.5.2 Le débit d'entraînement d'air et le ressaut vertical.....	146
4.2.5.3 L'effet du raffinement du maillage.....	151
4.2.5.4 Conclusions	153
5 Simulation du phénomène d'auto-aération : Le cas des chutes en marches d'escalier	154
5.1 Introduction.....	154
5.2 Présentation du cas d'étude	160
5.3 Le domaine de calcul et maillage	163
5.4 Les simulations.....	167
5.5 Résultats	170
5.5.1 Les modèles de turbulence et le déclenchement de l'auto-aération	170
5.5.2 L'aspect tridimensionnel des recirculations	175
5.5.3 Zone non-aérée	178
5.5.4 Zone aérée	186
5.5.4.1 Caractéristiques intégrales	186
5.5.4.2 Résolution des interfaces	188
5.5.4.3 Caractéristiques des éléments dispersés	194
5.5.4.4 Profils de concentration d'air	197
5.5.4.5 Influence du paramètre dbulle	201
5.6 Conclusion du chapitre 5.....	204
Conclusion générale.....	207
Conclusions sur le travail.....	207
Commentaire sur l'échelle du problème	210
Conclusion à portée opérationnelle	211
Perspectives	213
Bibliographie.....	216

ANNEXES I
Annexe 1 : Aspects numériques I
Annexe 2 : Conditions aux limites..... IX

TABLE DES FIGURES

Figure 1 - Exemples d'écoulements aérés : déversement des barrages de Coaticook (à gauche, photographie de Dr. Matthieu Dufresne) et de Gambsheim (à droite, photographie de Prof. José Vazquez)	1
Figure 2 - Diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001)	10
Figure 3 – Région 1 : Vue d'un ressaut hydraulique de faible échelle (tirant d'eau d'autour 4 cm). Formation d'ondulations à la surface libre, dominées par la tension de surface. Photographie de l'auteur	11
Figure 4 – Région 2 : Les chutes du Rhin à Schaffhausen, Suisse. Photographie de Dr. Sandra Isel	11
Figure 5 - Région 3 : Ecoulement en amont des chutes du Rhin (Schaffhausen, Suisse). Photographie de Dr. Sandra Isel	12
Figure 6 - Création d'une longue cavité d'air autour d'un jet liquide laminaire en plongeon. Source : Lorenceau, et al. (2004). Reproduite avec la permission de American Physical Society	14
Figure 7 - Evolution temporelle du mécanisme de pincement issu d'une perturbation singulière du jet. Source : (Qu, et al. 2013). Reproduite avec la permission de Elsevier.	15
Figure 8 - Diagramme du coefficient de traînée subi par une sphère en fonction de son nombre de Reynolds. Source : Clift, et al. (1978). Reproduite avec la permission de Dover Publications via Copyright Clearance Center	19
Figure 9 - Vitesse finale de remontée de bulles en fonction de son diamètre. Source : Clift, et al. (1978). Reproduite avec la permission de Dover Publications via Copyright Clearance Center ..	20
Figure 10 - Spectre de distribution de taille des bulles autour de l'échelle de Hinze. Source : Deane & Stokes (2002). Reproduite avec la permission de Springer Nature Service Centre GmbH.	22
Figure 11 - Ecoulement des jets d'eau dans l'atmosphère (Ervine & Falvey (1987)) ; $D = 100$ mm : 1) haut : $Re \sim 4 \times 10^5$; 2) bas : $Re \sim 2 \times 10^6$. Reproduite avec la permission de Institution of Civil Engineers via Copyright Clearance Center.....	27
Figure 12 - Diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001), avec les chemins parcourus par les écoulements en jet de la Figure 11	28
Figure 13 - Représentation des résultats obtenus en utilisant chaque approche de simulation de l'interface.....	33
Figure 14 - Illustration des champs des vitesses suivant l'approche de modélisation à un ou deux champs.....	42
Figure 15 - Représentation des forces de traînée, portance et de la masse ajoutée	43
Figure 16 – Chute d'eau en sortie de collecteur générant l'aération localisée (à gauche, photographie de Dr. Sandra Isel) ; évacuateur de crue présentant le phénomène d'auto-aération (à droite, Source : Freemages)	48
Figure 17 - Exemple de l'évolution temporelle d'un champ de vitesse unidimensionnel, avec sa moyenne temporelle et les fluctuations	50
Figure 18 - Exemple de l'évolution temporelle d'un champ de vitesse unidimensionnel, du même champ filtré et des résidus	54
Figure 19 - Synthèse des méthodes développées pour le couplage d'approches diphasiques	69
Figure 20 – Croquis d'un écoulement présentant le phénomène d'auto-aération (en haut) ; représentation de cet écoulement dans le diagramme $L \times q$ (en bas).....	73
Figure 21 – Représentation des limites imposées par le degré de raffinement du maillage dans la représentation des phénomènes d'aération	74
Figure 22 – Représentation du rôle du modèle hybride vofTfmFoam : étendre les limitations du maillage en modélisant les dynamiques de plus faible échelle.....	76
Figure 23 – La structure de OpenFOAM®	79
Figure 24 - Représentation d'une interface eau-air idéale immergée au sein d'un domaine de calcul fictif. La magnitude du vecteur gradient de la fraction volumique n'est pas uniforme selon la direction de l'interface.	83
Figure 25 - Représentation des vecteurs distance entre les centres des faces et de la cellule dans un volume fini	84

Figure 26 - Synthèse des méthodes développées pour le couplage d'approches diphasiques : inclusion du solveur vofTfmFoam 88

Figure 28 – Panache des bulles entraînées par le jet (gauche) ; Schéma de l'écoulement du jet d'eau circulaire en plongeon (droite) ; adapté de Chanson, et al. (2004). Reproduit avec la permission de Elsevier. 98

Figure 29 - Domaine de calcul tridimensionnel utilisé pour les simulations et les conditions aux limites 100

Figure 30 - Les trois degrés de raffinement du maillage : grossier (gauche), moyen (centre) et fin (droite) 100

Figure 31 - Processus initial du plongeon ; comparatif entre simulation (M2, interFoam, maillage grossier, S-M, $\alpha_{eau} = 0,5$) et expérience (clichés de Qu, et al. (2013) reproduits avec la permission de Elsevier)..... 103

Figure 32 – Instants initiaux de l'impact entre le jet et la surface libre (M2, interFoam, maillage grossier, modèles de turbulence RANS, $\alpha_{eau} = 0,5$) 104

Figure 33 - Jet d'huile de silicone d'après Lorenceau, et al. (2004) (gauche, reproduit avec la permission de American Physical Society) ; simulation d'un jet d'eau (M2, interFoam, maillage grossier, $k-\epsilon$) (droite)..... 105

Figure 34 – Evolution temporelle de l'impact initial entre le jet et la surface libre simulée avec le solveur vofTfmFoam, dans un maillage grossier ; du haut vers le bas : sans inclusion de modèle de turbulence, $k-\epsilon$, $k-\omega$ SST, photos de Qu, et al. (2013) reproduites avec la permission de Elsevier 106

Figure 35 – Coupe transversale des résultats à $t = 15$ obtenus avec le solveur vofTfmFoam ; à gauche, $k-\omega$ SST, à droite, sans modélisation de la turbulence..... 107

Figure 36 – Evolution temporelle du panache de bulles (vofTfmFoam, maillage grossier, RANS) 108

Figure 37 - Champ de vitesses instantané (à gauche) et moyenné dans le temps (à droite) ; (M2, vofTfmFoam, maillage fin, S-M)..... 110

Figure 38 - Profils de vitesses moyennes empiriques et calculés dans les simulations (maillage fin) 112

Figure 39 – Comparatif des profils de vitesses moyennes obtenus avec différents maillages..... 113

Figure 40 – Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 1,6$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $dbulle = 3$ mm (en bas)..... 115

Figure 41 – Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 2,5$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $dbulle = 3$ mm (en bas)..... 116

Figure 42 - Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 4,1$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $dbulle = 3$ mm (en bas)..... 117

Figure 43 – Champs instantanés de concentration d'air obtenus avec le solveur vofTfmFoam, S-M, $dbulle = 3$ mm. Maillage grossier (gauche) ; maillage moyen (droite) 119

Figure 44 – Profils d'énergie cinétique turbulente résolue dans les maillages moyen et fin à la profondeur $(x - x_1)/r_1 = 3,0$ 120

Figure 45 – Piégeage des bulles calculé avec interFoam (Maillage fin, S-M) 121

Figure 46 - Piégeage des bulles calculé avec vofTfmFoam (Maillage fin, S-M, $dbulle = 3$ mm) – à gauche ; Compression d'interface activée lorsqu'elle est bien résolue – à droite 122

Figure 47 – Profils de concentration d'air moyenne à différentes valeurs de $dbulle$ 124

Figure 48 - Profils de concentration d'air moyenne du modèle M1, maillage moyen 126

Figure 50 – Illustration des modes d'écoulements possibles : « chute libre » à gauche ; « avec ressaut » à droite 134

Figure 51 – Domaine de calcul et conditions aux limites (cf. Annexe 2) utilisées dans la modélisation numérique des écoulements dans le mode « avec ressaut vertical » 136

Figure 52 – Maillages utilisées dans les simulations (vue sur la section transversale du puits) 137

Figure 53 – Evolution temporelle de la rupture du vortex en conséquence de l'utilisation d'un modèle de turbulence de type RANS 139

Figure 54 – Mesures du débit d'air entraîné en fonction du débit d'eau, comme exprimé par Viparelli (1961) 141

Figure 55 – Exemple d'une chronique du débit d'air enregistrée dans la limite « Atmosphère » 143

Figure 56 – Champs α_{eau} et $C\alpha$ activant la compression d'interface dans le solveur vofTfmFoam.. 144

Figure 57 - Vue en coupe transversale des modèles au même pas de temps de simulation, dans la configuration 3 : a) interFoam ; b) vofTfmFoam (dbulle = 0,7 mm) ; c) vofTfmFoam (dbulle = 1 mm) ; d) vofTfmFoam (dbulle = 3 mm) 146

Figure 58 - Le débit d'air entraîné Q_a en fonction de la pression aval P_2 divisée par le poids spécifique de l'eau. Les indices sur les points indiquent la configuration de l'écoulement suivant le Tableau 4 147

Figure 59 - Le débit d'air entraîné Q_a en fonction de la longueur de l'écoulement en forme annulaire h_a . Les indices sur les points indiquent la configuration de l'écoulement suivant le Tableau 4 148

Figure 60 - Régime d'écoulement annulaire dans le Maillage 1 ; $Q = 9$ L/s..... 149

Figure 61 - La longueur du ressaut h_r calculée pour chaque configuration d'écoulement (Tableau 4) 150

Figure 62 - Comparaison des résultats obtenus avec deux degrés de raffinement différents du maillage 152

Figure 63 - Régimes d'écoulement en marches d'escalier : a) écoulement en nappe ; b) écoulement de transition ; c) écoulement en mousse. Source : Simões, et al. (2012) 156

Figure 64 - Schéma général de la géométrie de l'ouvrage et l'écoulement en mousse 161

Figure 65 - Ecoulement en mousse à travers la chute en marches d'escalier..... 162

Figure 66 - Domaine de calcul numérique à l'échelle réelle dans les trois dimensions (haut) ; maillage à proximité des marches, raffiné à 6,7 mm (bas) 164

Figure 67 - Domaine de calcul numérique à l'échelle de profondeur réduite (haut) ; maillage à proximité des marches, raffiné à 3,1 mm (bas) 166

Figure 68 - Image du champ de fraction volumique instantané des simulations en interFoam pour chaque approche de modélisation de la turbulence employée (maillage grossier)..... 170

Figure 69 - Profils de l'énergie cinétique turbulente résolue obtenus avec chaque modèle de turbulence en dessous de la surface libre, à la marche n° 6 (maillage grossier) 171

Figure 70 - Profils de l'énergie cinétique turbulente modélisée obtenus avec chaque modèle de turbulence en dessous de la surface libre, à la marche n° 6 (maillage grossier) 172

Figure 71 - Image du champ de fraction volumique instantané des simulations en interFoam pour chaque approche de modélisation de la turbulence employée (maillage fin)..... 174

Figure 70 - Lignes de courant de l'écoulement calculé dans la zone aérée : maillage grossier..... 176

Figure 71 - Lignes de courant de l'écoulement calculé dans la zone aérée : maillage fin 177

Figure 72 - Profils normalisés des vitesses U dans la couche limite au niveau du bord de la troisième marche. Toutes les simulations emploient le modèle DES..... 180

Figure 73 - Intensité turbulente dans le sens de l'écoulement (simulations DES) 181

Figure 74 - Intensité turbulente dans la direction perpendiculaire au fond virtuel (simulations DES). 182

Figure 75 - Effort de cisaillement provoqué par les fluctuations du champ de vitesses (simulations DES) 182

Figure 76 - Champs de vitesses instantanées (en haut) et moyennées dans le temps (en bas), avec les contours à $\alpha = 0.5$ de la fonction de fraction volumique au niveau de la transition des zones non-aérée et aérée. Maillage fin, solveur vofTfmFoam 184

Figure 77 - Position du point de déclenchement de l'auto-aération 185

Figure 78 - Tirant d'eau au niveau de la position du déclenchement de l'auto-aération..... 186

Figure 77 - Caractéristiques intégrées de l'écoulement biphasique sur les bords des marches dans la zone aérée 188

Figure 78 - Profils de vitesse interfaciale moyenne au bord de la dixième marche (maillage fin) 189

Figure 79 - Profils de T_{xx} au bord de la dixième marche ; maillage fin en haut ; les autres maillages en bas..... 190

Figure 80 - Détail d'une fraction de phase instantanée calculée par le solveur vofTfmFoam (haut) et interFoam (bas)..... 192

Figure 83 - Intensité turbulente interfaciale le long du bord de la marche 10 193

Figure 81 - (a) Signal brut de α enregistré ; (b) signal après traitement 195

Figure 82 - Fréquence d'observation des éléments dispersés..... 196

Figure 83 - Probabilité d'observation des éléments dispersés de corde ch dans un certain intervalle 197

Figure 84 – Profils de concentration d’air C le long des marches 7 et 8.....	198
Figure 85 - Profils de concentration d’air C le long des marches 9 et 10	199
Figure 86 - Caractéristiques intégrées de l’écoulement diphasique sur les bords des marches dans la zone aérée	201
Figure 87 - Profils de Txx au bord de la marche 10	202
Figure 88 – Profils de concentration d’air C au bord de la marche 10	203
Figure 90 - Schéma des cellules P et N partageant une face f	II
Figure 91 - Algorithme PISO (monophasique)	VII

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1 - Liste de quelques modèles de modélisation diphasique	34
Tableau 2 – Caractéristiques des écoulements étudiés par Chanson, et al. (2004). L’indice « 0 » fait référence aux caractéristiques initiales du jet, tandis que l’indice « 1 » indique les caractéristiques au niveau de la surface libre.....	99
Tableau 3 – Synthèse des principaux paramètres de simulation.....	101
Tableau 4 – Synthèse des conditions à la limite aval des simulations en mode « avec ressaut ».....	142
Tableau 5 - Simulations réalisées	169
Tableau 6 - Synthèse des termes discrétisés	II
Tableau 7 - Liste des schémas d’interpolation employés.....	III
Tableau 8 - Système d’équations couplées.....	VI
Tableau 9 - Conditions aux limites le plus souvent imposées.....	IX

ABREVIATIONS ET ACRONYMES

AIAD	<i>Algebraic Interfacial Area Density Model</i>
AVOF	<i>VOF algébrique</i>
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
E_o	<i>Nombre de Eötvös</i>
Fr	<i>Nombre de Froude</i>
Fr^*	<i>Nombre de Froude relatif à la macro-rugosité des marches</i>
Fr_c	<i>Nombre de Froude critique</i>
Fr_q	<i>Nombre de Froude suivant q et L</i>
GENTOP	<i>Generalized Two-Phase Flow</i>
GVOF	<i>VOF géométrique</i>
IATE	<i>Interfacial Area Transport Equation</i>
interFoam	<i>Solveur VOF dans OpenFOAM®</i>
LBM	<i>Large Bubble Model</i>
LEIS	<i>Large Eddy & Interface Simulation</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LSI	<i>Large Scale Interface</i>
Mo	<i>Nombre de Morton</i>
MULES	<i>MUlti-dimensional Limiter for Explicit Solution</i>
NVD	<i>Normalized Variable Diagram</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier Stokes</i>
RCC	<i>Roller-Compacter Concrete</i>
Re	<i>Nombre de Reynolds</i>
Re_b	<i>Nombre de Reynolds suivant les bulles de taille d_{bulle}</i>
Re_t	<i>Valeur minimum de Re pour un écoulement entièrement turbulent</i>
SAS	<i>Scale-Adaptive Simulation</i>
S-M	<i>Sans modélisation de la turbulence</i>
TFM	<i>Two-Fluid Model</i>
TVD	<i>Total Variation Diminishing</i>
VLES	<i>Very Large Eddy Simulation</i>
VOF	<i>Volume of Fluid</i>
vofTfmFoam	<i>Solveur hybride VOF-TFM implémenté dans OpenFOAM® au cours de la thèse</i>
We	<i>Nombre de Weber</i>
We_c	<i>Nombre de Weber critique</i>
We_q	<i>Nombre de Weber suivant q et L</i>

NOTATIONS

a	m	Rugosité de l'interface
A	m	Amplitude des ondulations de surface
a_i	m ²	Aire moyenne des interfaces
A_p	m ²	Surface de la bulle projetée dans la direction du mouvement
A_t	m ²	Surface de la section transversale du puits
C	-	Concentration moyenne d'air / Taux de vide
C_B	-	Constante du modèle pilotant l'intensité du modèle d'entraînement d'air
\mathbf{C}_{cell}	m	Centre géométrique des cellules de calcul
C_D	-	Coefficient de traînée
$\mathbf{C}_{face,N}$	m	Centroïde de chaque surface de cellule de calcul
ch_{bulle}	m	Dimensions des cordes des bulles dispersées
C_L	-	Coefficient de portance
C_{Mean}	-	Concentration d'air moyenne
C_s	-	Constante du modèle de Smagorinsky
C_{vm}	-	Coefficient de masse virtuelle
C_α	-	Terme de contrôle de compression d'interface
D	m	Longueur caractéristique de l'écoulement
$D^\#$	-	Mesure adimensionnelle de la diffusivité des bulles
D'	-	Fonction de C_{mean} , qui intervient dans la fonction de diffusion advective des bulles
D_0	m	Diamètre initial du jet
D_1	m	Diamètre du jet au niveau de l'impact avec la surface libre
d_{bulle}	m	Diamètre moyen des bulles dispersées
d_c	m	Hauteur critique de l'écoulement en amont de la chute
d_D	m	Tirant d'eau au niveau du déclenchement de l'auto-aération
D_h	m	Échelle de Hinze
\mathbf{dist}_N	m	Vecteur qui représente la distance entre le centroïde de chaque surface $\mathbf{C}_{face,N}$ et le centre géométrique des cellules de calcul \mathbf{C}_{cell}
d_p	m	Diamètre des particules dispersées
D_p	m	Diamètre du puits vertical cylindrique
d_w	m	Hauteur d'eau équivalente de l'écoulement aéré
d_x	m	Distance longitudinale entre deux sondes de conductivité

D_x	m	Distance longitudinale sur le fond virtuel correspondant à une marche d'escalier
F_{bulle}	Hz	Fréquences de détection des bulles
F_D	N	Force de traînée
F_{DES}	-	Fonction pilotant la transition d'approches RANS et LES
F_s	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-2}$	Terme source représentant l'effort généré par la tension de surface
$f_e(d_{bulle,b})$	-	Fonction de densité pour les bulles de diamètre d_{bulle}
$f(\xi, \mathbf{x}, t)$	-	Fonction de distribution des tailles de bulles
g	m/s^2	Accélération de la gravité
G	m^{-1}	Filtre LES
h_a	m	Longueur du puits où l'écoulement se présente en forme annulaire
h_r	m	Hauteur du ressaut hydraulique vertical
h_s	m	Hauteur de la partie verticale des marches
h_z	m	Hauteur de liquide dans un réservoir
l	-	Fonction scalaire d'indication de phase
l_0	-	Fonction de Bessel modifiée de première espèce et ordre zéro
k	m^2/s^2	Énergie cinétique turbulente spécifique
K'	-	Constante d'intégration
k_s	m	Macro-rugosité des marches d'escalier
K_s	$\text{m}^{1/3}/\text{s}$	Coefficient de Strickler
L	m	Échelle des perturbations dominantes de la surface libre générées par les tourbillons de vitesse q
L_0	m	Échelles de longueur des grands tourbillons présents dans l'écoulement
L^c	m	Longueur caractéristique (définition de v_t)
l_e	m	Longueur caractéristique minimale pour minimiser des effets d'échelle
L_e	m	Echelle de longueur du tourbillon le plus énergétique
L_i	m	Distance parcourue par l'écoulement dans la chute avant le déclenchement de l'entraînement d'air
L^M	m	Échelle de longueur de la cellule de calcul locale
L_p	m	Longueur du puits vertical cylindrique
L_s	m	Longueur des marches
l_s	m	Échelle de longueur de Smagorinsky

M_ϕ	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-2}$	Termes de transfert de quantité de mouvement entre les phases
N	m^{-3}	Concentration du nombre de particules dans un volume de contrôle
N_b	m^{-3}	Groupes de taille de bulles
N_j	-	Magnitude de chaque intervalle ($\xi - r_j$)
$n_{particules}$	-	Nombre de particules dans un volume de contrôle
n_s	-	Vecteur unitaire normal à la surface libre
O_P	m	Périmètre de l'ondulation de la surface libre
O_S	m^2	Aire de l'ondulation de la surface libre
p	Pa	Pression
P_2	Pa	Pression imposée en sortie du puits
q	m/s	Échelle arbitraire de vitesse d'un tourbillon dans l'eau
Q, Q_{eau}	m^3/s	Débit d'eau injecté dans le système
Q_a, Q_{air}	m^3/s	Débit d'air entraîné
Q_m	m^3/s	Débit correspondant au débit équivalent de l'eau si l'écoulement était en pleine section dans le puits
q_w	m^2/s	Débit d'eau par unité de profondeur
r	m	Axe radial du jet
R	m	Rayon de courbure des ondulations de surface
r_1	m	Rayon du jet au niveau de l'impact avec la surface libre
$r_{1/2}$	m	Point dans l'axe r où $\bar{U} = \bar{U}_{max}$
R_h	m	Rayon hydraulique
r_j	-	Groupes des vecteurs ξ
R_{xx}	-	Fonction d'autocorrélation
S_{lim}	-	Valeur limite de A / λ pour l'apparition de l'aération
\bar{S}	s^{-1}	Tenseur du taux de déformation du champ de vitesses moyen
\tilde{S}	s^{-1}	Tenseur du taux de déformation du champ de vitesses filtré
t	s	Temps
$T_{0.5}$	s	Décalage temporel pour lequel la fonction d'autocorrélation vaut 0,5
T'	m/s^3	Flux de k
T'_{ix}	-	Intensités turbulentes dans la direction parallèle au fond virtuel
T'_{iy}	-	Intensités turbulentes dans la direction parallèle au fond virtuel
T_t	s	Décalage temporel de la valeur maximale de la fonction de corrélation croisée des signaux de deux sondes de conductivité

Tu	-	Intensité turbulente interfaciale
T_{xx}	s	Échelle du temps d'autocorrélation de l'interface
u	m/s	Composante de la vitesse locale parallèle à la surface libre
\mathbf{u}	m/s	Vecteur vitesse
U	m/s	Vitesse caractéristique de l'écoulement
u'	m/s	Composante de la fluctuation de vitesse locale parallèle à la surface libre
\mathbf{u}'	m/s	Vecteur de la fluctuation turbulente de vitesse
u_0	m/s	Échelles de vitesse des grands tourbillons présents dans l'écoulement
$\bar{\mathbf{u}}$	m/s	Vecteur vitesse moyenne
u^c	m/s	Vitesse caractéristique (définition de v_t)
\mathbf{u}_c	m/s	Vecteur de vitesse de compression
u'_I	m/s	Fluctuation de vitesse interfaciale
U_I	m/s	Vitesse interfaciale
$\tilde{\mathbf{u}}$	m/s	Vecteur vitesse filtrée par le filtre G
$\hat{\mathbf{u}}$	m/s	Vecteur vitesse résiduelle après filtrage par le filtre G
u_r	m/s	Vitesse relative entre deux fluides
\bar{U}	m/s	Vitesse longitudinale moyenne
\bar{U}_{max}	m/s	Maximum du profil de vitesses longitudinales moyennes
V	m ³	Volume de contrôle
v'	m/s	Fluctuation turbulente de vitesse
v'^2	m ² /s ²	Composante de l'énergie cinétique turbulente normale à la surface libre
V_b	m ³	Volume des bulles du groupe b
v_b	m/s	Vitesse de remontée des bulles piégées dans l'eau
$v_{b,m}$	m/s	Vitesse minimale de remontée des bulles
V_{mb}	m ³	Volume moyen des bulles
V_ϕ	m ³	Volume occupé par α_ϕ
x	m	Coordonnée longitudinale de l'écoulement
\mathbf{x}	m	Vecteur position
x_1	m	Distance entre le local d'éjection du jet et la surface libre
x_D	m	Point de déclenchement de l'auto-aération
x_L	m	Distance parallèle au fond virtuel parcourue entre le début de la chute et la position de mesure
y	m	Axe suivant la direction normale à l'écoulement principal

y^+	-	Distance adimensionnelle des parois suivant la vitesse de cisaillement
Y_{90}	m	Distance caractéristique d'écoulements aérés où $C(Y_{90}) = 90\%$
Y_{Cmax}	m	Position radiale sur l'axe horizontal de mesure où la concentration moyenne d'air est maximale
y_w	m	Distance perpendiculaire du point par rapport au mur le plus proche
α	-	Fraction volumique du fluide dans un volume de contrôle
α_{air}	-	Fraction volumique d'air dans un volume de contrôle
α_{eau}	-	Fraction volumique d'eau dans un volume de contrôle
β	-	Valeur de la loi de puissance dans le spectre d'échelles de diamètres de bulles dans les mesures de (Deane & Stokes, 2002)
Γ	kg/(m ³ .s)	Transfert massique entre la phase gazeuse continue et la phase gazeuse dispersée
γ	-	Valeur relative du degré de définition locale de l'interface
Δ	m	Largeur du filtre G
δ	m	Epaisseur de la couche limite apparente
ε	m ² /s ³	Taux de dissipation de k
ρ	kg/m ³	Masse volumique
φ_{ent}	m	Largeur de la couche sous la surface libre où la source ε_b aura lieu
ρ_M	kg/m ³	Masse volumique pondérée des fluides
ρ_{air}	kg/m ³	Masse volumique de l'air
ρ_{air}	kg/m ³	Masse volumique de l'eau
τ	s	Décalage temporel de R_{xx}
$\tau_{0.5}$	s	Décalage temporel pour lequel la corrélation croisée entre les signaux de deux sondes vaut 0,5
τ_t	Pa	Cisaillement turbulent
τ_{LES}	m ² /s ²	Tenseur de contraintes résiduelles (après filtrage)
τ_{RANS}	m ² /s ²	Tenseur de contraintes de Reynolds (divisé par la masse volumique)
Φ	-	Indice représentant les différents fluides du système
ν	m ² /s	Viscosité cinématique
ν_t	m ² /s	Viscosité cinématique turbulente

σ	N/m	Tension superficielle
θ	°	Angle de la pente de la chute
μ	Pa.s	Viscosité dynamique
μ_M	Pa.s	Viscosité dynamique pondérée des fluides
μ_{air}	Pa.s	Viscosité dynamique de l'air
μ_{eau}	Pa.s	Viscosité dynamique de l'eau
λ	m	Longueur des ondulations de surface
λ_f	-	Limiteur de flux
κ_S	m ⁻¹	Courbure de la surface libre
ξ	-	Vecteur de dimensions interne caractérisant les propriétés des particules, comme le diamètre, l'aire d'interface, le volume, entre autres
\mathcal{B}_b^+	m ⁻³ .s ⁻¹	Terme source dû au processus de rupture des bulles
\mathcal{B}_b^-	m ⁻³ .s ⁻¹	Terme puits dû au processus de rupture des bulles
\mathcal{E}_b	m ⁻³ .s ⁻¹	Terme source de bulles dû au phénomène d'entraînement d'air
\mathcal{P}	m ² /s ³	Production de k
\mathcal{S}_j	m ⁻³ .s ⁻¹	Termes source et puits de la fonction $f(\xi, \mathbf{x}, t)$

Introduction

Contexte et problématique

Les écoulements hydriques à surface libre, au sens large, dans des milieux naturels (rivière) ou conçus par l'homme (réseaux d'eaux urbains, lacs artificiels), peuvent être soumis à des dénivelés importants issus des caractéristiques géographiques locales. Ces dénivelés, pouvant arriver sous la forme d'une forte pente, ou même d'une discontinuité altimétrique du terrain, génèrent ainsi dans l'écoulement une importante transformation d'énergie potentielle en énergie cinétique. Ceci peut souvent se traduire par une augmentation considérable de la turbulence au sein de l'écoulement de l'eau, qui finit par induire des perturbations au niveau de la surface libre. Si elles sont suffisamment fortes, ces perturbations génèrent finalement une désintégration de la surface libre, engendrant ainsi un mélange de l'eau et de l'air. Selon le contexte de l'écoulement, ce mélange peut se présenter sous la forme des bulles d'air dispersées dans l'eau et/ou encore des gouttes d'eau distribuées dans l'air (Figure 1).



Figure 1 - Exemples d'écoulements aérés : déversement des barrages de Coaticook (à gauche, photographie de Dr. Matthieu Dufresne) et de Gambsheim (à droite, photographie de Prof. José Vazquez)

Or, le mélange diphasique a un impact significatif sur les propriétés physiques de l'écoulement (originellement constitué d'eau pure). Par exemple, la présence d'air dispersé dans l'eau réduit de manière significative la masse volumique du système ; on y observe aussi l'augmentation relative du tirant d'eau aéré.

Dans le contexte des réseaux d'eaux urbains souterrains, le fort mélange diphasique peut être obtenu au sein d'ouvrages tels que les canalisations à pente forte, ou encore les puits de chute. Historiquement, le dimensionnement de ces ouvrages – dont l'objectif primordial est de transporter de l'eau efficacement – ne prend pas en compte les effets potentiels du mélange diphasique. Si ces effets (comme l'augmentation relative du tirant d'eau) ne sont pas correctement évalués, on obtient le risque d'une mise en charge prématurée des collecteurs, réduisant leurs capacités de transit. En dernière instance, ceci représente une augmentation du risque d'inondation dans des cas extrêmes. En outre, les échanges limités avec la surface favorisent le risque de piégeage des poches d'air, qui, mises sous pression, pourraient endommager les canalisations. Une évaluation quantitative du volume d'air entraîné dans ces écoulements est donc nécessaire pour une conception optimale des réseaux.

Une telle évaluation est néanmoins d'une très grande complexité. Les interactions entre les structures turbulentes et la surface libre ont un rôle majeur dans l'établissement des mécanismes d'aération des écoulements, engendrant les processus de mélange des phases. La turbulence étant un phénomène physique de nature chaotique, il est donc difficile de dériver des corrélations simples permettant la prédiction des volumes d'air entraînés à partir de ces mécanismes.

De ce fait, la modélisation numérique des fluides constitue un outil prometteur pour la prédiction de la dynamique des écoulements diphasiques. Le développement des techniques de résolution et de modèles de représentation de ces écoulements est, en effet, un objet de recherche d'actualité. La complexité des phénomènes physiques ayant lieu dans les écoulements aérés constitue un véritable verrou scientifique pour l'obtention des modèles prédictifs à faible demande en ressources de calcul. On peut synthétiser les principales problématiques liées au calcul numérique d'écoulements aérés comme suit :

- ❖ Un seul écoulement diphasique peut présenter un très large spectre d'échelles d'interfaces. Par exemple, un écoulement à surface libre subissant un processus d'aération présente à la fois une très longue interface (mètres) séparant les phases eau et air et des interfaces dans l'ordre du millimètre, qui constituent les gouttes d'eau et les bulles d'air. La représentation de tout ce spectre d'échelles au sein d'un domaine discrétisé requiert une très importante densité de cellules de calcul.

- ❖ La nature des mécanismes physiques engendrant le mélange des phases reste en large partie inexplicée. Ces mécanismes sont, en règle générale, issus de la dynamique turbulente du champ de vitesses, elle aussi difficile à prédire.
- ❖ La dynamique des particules dispersées (bulles d'air et gouttes d'eau) est également très complexe. Les interactions des particules avec elles-mêmes et avec les structures turbulentes de l'écoulement peuvent déterminer en grande partie des caractéristiques globales de l'écoulement.

Objectifs et démarche

Le travail présenté dans cette thèse a pour but ultime l'identification et le développement des techniques de modélisation numérique tridimensionnelles permettant la prédiction de caractéristiques des écoulements aérés dans le cadre appliqué des ouvrages hydrauliques. Plus précisément, on cherche avec le modèle numérique à obtenir des informations d'intérêt plus pratiques dans le contexte d'ingénierie, comme le débit d'air entraîné au niveau des mécanismes d'aération, le transport du mélange diphasique, ainsi que la concentration d'air dispersé dans l'écoulement et son impact sur la hauteur de l'eau.

Pour atteindre ces objectifs, on analysera les phénomènes physiques de plus forts enjeux ayant lieu dans les écoulements subissant un processus d'aération, vis-à-vis des différentes approches de modélisation numériques existantes et de leurs pertinences dans la représentation de ces phénomènes. Une approche de calcul sera sélectionnée et implémentée dans le code de calcul, car offrant un potentiel plus important pour la résolution des problématiques d'intérêt. Cette approche sera ensuite employée dans la simulation d'écoulements réels, et les résultats obtenus seront confrontés avec des données expérimentales, ainsi qu'à des résultats issus d'une autre approche de calcul d'usage plus courante.

Le déroulement de la thèse est organisé comme suit :

On vise dans le Chapitre 1 à établir un panorama issu de la revue bibliographique des principaux aspects physiques et phénoménologiques arrivant dans les écoulements aérés. On s'intéresse non seulement à une description du système

diphasique avec les phases dispersées, mais également aux principaux processus physiques qui génèrent le mélange immiscible des phases liquide et gazeuse. Un accent est mis sur le rôle de la turbulence dans les mécanismes d'aération.

On présente dans le Chapitre 2 les principales approches de modélisation numérique tridimensionnelle déjà existantes pour la résolution des écoulements diphasiques. L'objectif est de mettre les principes de modélisation de chaque approche en perspective par rapport aux aspects phénoménologiques identifiés lors du premier chapitre, pour ensuite établir une méthodologie de calcul capable de reproduire les principaux aspects physiques des écoulements d'intérêt.

Dans le Chapitre 3 on présente le concept du solveur hybride implémenté dans le code de calcul, qui a été considéré le plus prometteur vis-à-vis des analyses menées dans le Chapitre 2 et compte tenu du cahier des charges de la modélisation.

Les deux derniers chapitres concernent l'évaluation des capacités prédictives des méthodes de simulation employées vis-à-vis de la représentation des écoulements aérés. On confronte ainsi les résultats issus des modèles numériques à des données de mesure expérimentales. On s'intéresse dans le Chapitre 4 à deux écoulements présentant la typologie d'aération localisée, et dans le Chapitre 5 à un écoulement subissant le phénomène d'auto-aération.

1 Phénoménologie

On vise dans ce premier chapitre à introduire les principaux aspects phénoménologiques identifiés dans les écoulements aérés ayant lieu dans les ouvrages hydrauliques en général. On présente ainsi les informations, obtenues d'après une étude bibliographique, suivant trois grands axes :

- ❖ Le phénomène d'entraînement d'air : Sous quelles conditions observe-t-on le déclenchement des mécanismes de mélange diphasique ? Quels sont les paramètres physiques les plus importants dans l'apparition de ce phénomène ?
- ❖ Les caractéristiques des écoulements diphasiques dispersés
- ❖ Les effets d'échelle et similarités dans le phénomène d'aération

1.1 Le phénomène d'entraînement d'air

Dans de nombreux exemples d'écoulements de rivière et d'ouvrages hydrauliques comme les chutes d'eau dans les cascades, la rupture des vagues et les écoulements dans les canaux à forte pente, il est possible d'observer un très fort mélange diphasique entre l'eau et l'air. Ce mélange, populairement connu comme de l'« eau blanche », est caractérisé par la dispersion en simultané de l'air dans l'eau sous forme de bulles et de l'eau dans l'air sous forme de gouttes (Rao & Kobus (1974)). Les écoulements présentant ce phénomène sont turbulents, sans exception à l'échelle considérée dans le contexte de cette thèse.

La turbulence est, en effet, le plus important phénomène générateur des mécanismes occasionnant la déformation, la rupture et le mélange des phases en régime dispersé (Brocchini & Peregrine (2001)). Malgré cette certitude, les connaissances sur la relation entre les structures turbulentes et leur rôle quant aux phénomènes de mélange d'eau et d'air sont encore limitées. L'étude des différentes typologies d'écoulements diphasiques et des conditions de déclenchement de l'aération constitue donc un objet de recherche active.

Selon les études analytiques conduites par de nombreux chercheurs (dument cités dans la suite de ce chapitre), on note l'existence d'un point commun en ce qui concerne les conditions minimales pour que l'on observe l'aération dans un système

diphase : les forces liées à la tension de surface et à la gravité sont les seuls éléments qui agissent en faveur de la séparation des phases et de la continuité de la surface libre. Si les efforts turbulents surpassent ces forces stabilisantes, on observera une rupture de la continuité de la surface libre avec l'éjection des gouttes dans l'air ou le piégeage de bulles dans l'eau.

Dans l'objectif d'approfondir cette analyse, il semble pertinent de classier les différents phénomènes de mélange diphase selon leurs typologies. Deux principales configurations d'entraînement d'air sont observées par Chanson (2009). La dispersion diphase peut se faire :

- ❖ soit à un endroit spécifique et bien défini dans l'écoulement,
- ❖ soit tout le long de la surface libre.

On parle donc d'entraînement d'air localisé, par exemple, lors de la rupture d'une fine cavité d'air formée autour d'un jet d'eau qui plonge dans l'eau stagnante, ainsi que dans le point de transition de régime torrentiel vers fluvial au sein d'un ressaut hydraulique, ou encore lors du piégeage des bulles issues de la déformation de la surface libre par un vortex. D'un autre côté, parmi les écoulements présentant de l'aération de surface, on retrouve les chutes d'eau dans les évacuateurs de crue et les jets turbulents à forte vitesse lancés dans l'atmosphère.

Les principales théories et conclusions concernant chacun de ces deux régimes d'aération sont brièvement synthétisées dans les prochaines sections.

1.1.1 Aération de surface

Le déclenchement de l'aération de surface subie par un corps liquide quelconque résulte des perturbations liées à la turbulence générées et transportées au sein de lui-même (pour cette raison, ceci est également appelé *auto-aération*). Lorsque l'énergie de ces perturbations dépasse celle des effets stabilisants, notamment la tension de surface et la gravité, l'auto-aération aura lieu. Les écoulements diphases auto-aérés présentent une structure eau-air fortement turbulente.

Selon les observations de Falvey (1980) et Chanson (1997), ces écoulements peuvent être séparés en « sous-couches » perpendiculairement au sens de l'écoulement : La zone plus en extérieur est caractérisée par la présence majoritaire

de la phase gazeuse, complétée par des gouttelettes éjectées de l'écoulement principal. Une zone intermédiaire est constituée d'un fort mélange de structures d'eau et d'air de taille et forme variables, ce qui donne un aspect mousseux à cette zone. Enfin la zone de l'écoulement plus distante du contact avec l'air est caractérisée par une plus forte teneur en eau, avec l'éventuelle présence des quelques bulles d'air piégées. Malgré l'identification de ces différentes zones, les observations expérimentales (e.g. Ervine & Falvey (1987) et Carosi & Chanson (2006)) n'indiquent pas l'existence de discontinuités dans les profils des caractéristiques de l'écoulement diphasique (e.g. le taux de vide, profils de vitesses ...).

En ce qui concerne le déclenchement de l'auto-aération, l'identification des paramètres de l'écoulement turbulent engendrant ce phénomène est encore objet de débat. Lors de leur étude sur la diffusion axiale des jets d'eau lancés dans l'air, Ervine & Falvey (1987) développent l'argument que la variable d'intérêt est la composante de l'énergie cinétique turbulente normale à la surface libre v'^2 (m^2/s^2). Les fluctuations de vitesse dans cette direction seraient responsables d'abord de la formation des ondulations de surface et, ensuite, avec l'accélération de l'écoulement, de l'entraînement d'air. Ce critère de déclenchement de l'aération de surface est exprimé dans l'Eq. (1).

$$\frac{1}{2}\rho v'^2 \geq \frac{2\sigma}{R} \quad (1)$$

Où σ (N/m) est la tension superficielle et R (m) est le rayon de courbure des ondulations de surface. Dans l'analyse de l'auto-aération arrivant dans l'écoulement des évacuateurs de crue en en marches d'escalier, Chanson (1993) et Boes & Hager (2003b) réutilisent ce critère, complété d'une nouvelle condition (Eq. (2)) prenant en compte aussi l'effet de la gravité.

$$v' \geq v_b \cos\theta \quad (2)$$

Où v_b (m/s) est la vitesse de remontée des bulles piégées dans l'eau et θ est l'angle de la pente de la chute.

Basés sur les observations de Chanson (2009), Valero & Bung (2016) ont proposé un critère légèrement différent de celui indiqué par les Eqs. (1) et (2), où la somme des efforts de cisaillement au niveau de la surface libre est en effet la variable

la plus importante agissant en faveur de sa déstabilisation, à travers le développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz visqueuse. Dans l'Eq. (3), on note la présence non seulement des efforts de cisaillement provenant du côté de l'eau, mais aussi le cisaillement du côté air, dont la vitesse au niveau de la surface libre est égale à celle de l'eau, à cause de la condition de non-glissement entre les phases. Le profil de vitesses de l'air immédiatement au-dessus de la surface libre suit donc aussi la forme d'une couche limite.

$$\mu_{air} \frac{\partial u}{\partial y} + \rho_{air} u'v' + \rho_{eau} u'v' \geq \sigma \frac{O_P}{O_S} \quad (3)$$

Où les propriétés des fluides μ (Pa·s) et ρ (kg/m³) sont respectivement la viscosité dynamique et la masse volumique, u (m/s) représente la composante de la vitesse locale parallèle à la surface libre, y (m) est sa direction normale, et O_P (m) et O_S (m²) sont respectivement le périmètre et l'aire de l'ondulation de la surface libre.

Motivés par l'inexistence d'un consensus sur la formulation d'un critère de déclenchement de l'entraînement d'air, Valero & Bung (2018) ont développé une nouvelle conceptualisation des ondulations de la surface libre générées par les structures turbulentes originaires de l'écoulement d'eau. A l'aide d'une équation différentielle non-linéaire de second ordre, rigoureusement dérivée de considérations géométriques et physiques simples, on arriverait à corrélérer le taux de croissance de l'amplitude A (m) à la force résultante de la somme des efforts liés à la turbulence, à la tension de surface et à la gravité. Il a été conclu lors de la conception du modèle que seule la composante normale à la surface libre de l'énergie cinétique turbulente est importante, ce qui se rapproche de l'analyse effectuée par Ervine & Falvey (1987). Cependant, le critère retenu par Valero & Bung (2018) pour le démarrage de l'auto-aération repose sur une condition géométrique plutôt qu'énergétique. Selon eux, l'entraînement d'air arriverait lorsque le ratio A/λ entre l'amplitude A (m) et la longueur d'onde λ (m) des ondulations à la surface libre aurait atteint une valeur limite s_{lim} . Cette valeur reste néanmoins inconnue et peut varier selon le type et l'échelle de l'écoulement ; comme discuté par Valero & Bung (2018), le modèle indique une valeur $s_{lim} \approx 0,4$ dans le cas de l'évacuateur de crue étudié par Cain (1978), pendant que les études expérimentales menées par Toffoli, et al. (2010) signalent des limites plus faibles, entre 0,14 et 0,17 dans le cas des vagues d'océan.

Dans leur très influent article, Brocchini & Peregrine (2001) établissent une nouvelle approche d'analyse du rôle de la turbulence dans la forme de la surface libre. En analysant les deux variables indépendantes q (m/s) et L (m), il a été possible de construire un diagramme $L \times q$ couvrant au moins trois ordres de grandeur, au sein duquel on pourrait localiser plusieurs exemples d'écoulement à surface libre. Ici, q représente une échelle arbitraire de vitesse d'un tourbillon dans l'eau, dont la valeur pourrait être approximée par la magnitude du vecteur de fluctuation turbulente de vitesse \mathbf{u}' (m/s). De son côté, L représente l'échelle des perturbations dominantes de la surface libre générées par les tourbillons de vitesse q . Cette définition de L est assez proche du concept de longueur d'onde λ introduit par Valero & Bung (2018).

En accord avec les études citées précédemment, Brocchini & Peregrine (2001) reconnaissent aussi la tension de surface et la gravité comme les principaux efforts agissant en faveur de la stabilisation de la surface libre. Leurs rôles sont exprimés dans le diagramme $L \times q$ avec le calcul en chaque point des nombres de Froude ($Fr_q = q/\sqrt{2gL}$) et de Weber ($We_q = \rho q^2 L / 2\sigma$) associés aux tourbillons et aux déformations de la surface libre. Il est bien entendu que chacun représente l'importance relative entre l'inertie de l'écoulement et la gravité g (m/s²), dans le cas du nombre de Froude (Fr), et la tension de surface, dans le cas du nombre de Weber (We).

A partir de quelques hypothèses sur la forme des déformations et la procédure de moyennage, des valeurs critiques des nombres de Froude (Fr_c) et de Weber (We_c) peuvent être estimées avec le calcul d'un bilan énergétique. Une fois atteintes dans l'écoulement, ces valeurs indiqueraient le déclenchement du processus d'auto-aération. Les bornes inférieures et supérieures sont respectivement définies dans les Eqs. (4) et (5) et visibles entourant la zone grise dans la Figure 2. Cette zone grise peut être vue comme une zone de transition entre les régimes non-aérés et aérés, mais aussi comme une zone d'incertitude des valeurs critiques We_c et Fr_c .

$$q^2 \approx \frac{\pi}{24} gL + \frac{\pi \sigma}{2 \rho L} \quad (4)$$

$$q^2 \approx \left(\frac{5}{3} - \frac{\pi}{2}\right) \frac{gL}{125} + \frac{(\pi - 2) \sigma}{5 \rho L} \quad (5)$$

En sélectionnant des valeurs arbitraires de We_c et Fr_c placées entre les bornes, on arriverait à distinguer quatre régions dans le diagramme $L \times q$, caractérisant les

principaux aspects morphologiques des écoulements à surface libre. On observe dans la Figure 2 le diagramme $L \times q$ avec les lignes représentant les nombres We_c et Fr_c , qui établissent les limites entre les régions.

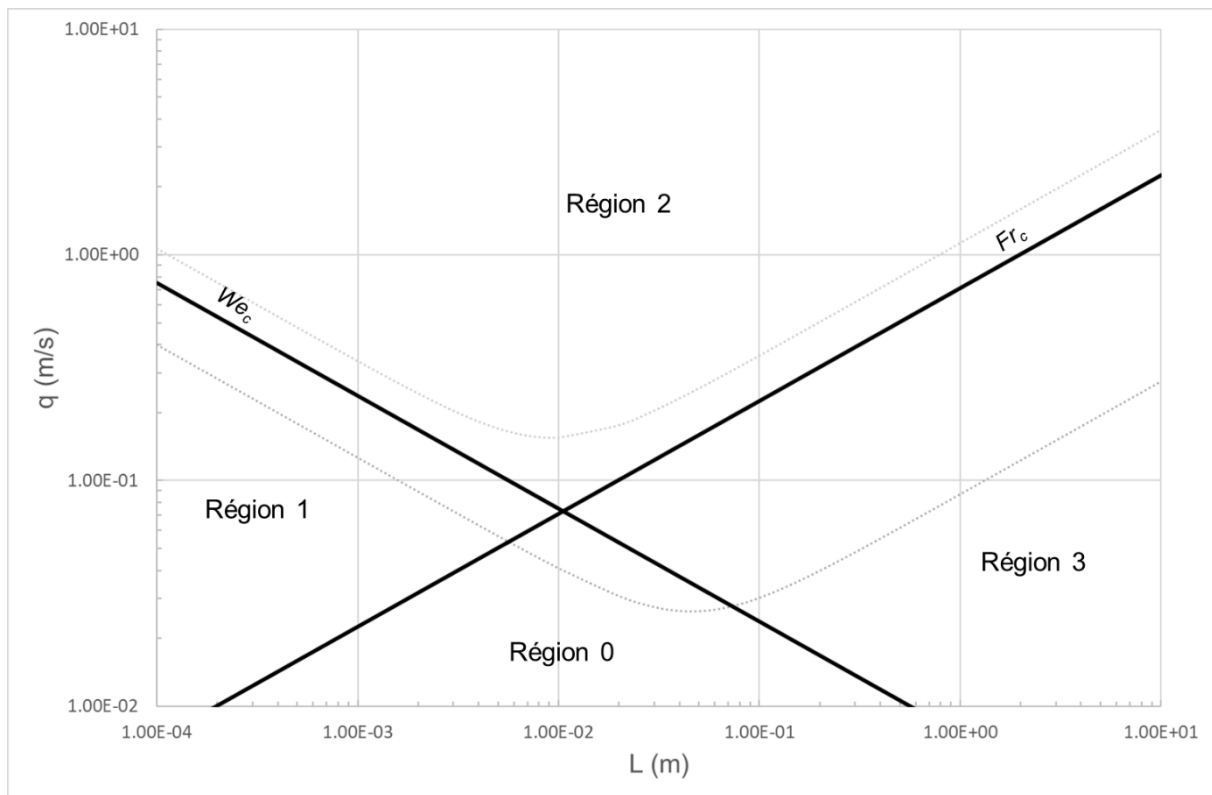


Figure 2 - Diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001)

Comme synthétisé par Höhne & Hänsch (2015), les quatre régions sont définies comme suit :

- ❖ Région 0 $\rightarrow We_q \ll We_c$ et $Fr_q \ll Fr_c$: Dans cette zone du diagramme, l'énergie cinétique des tourbillons est très faible et la turbulence présente dans l'écoulement n'est capable de surmonter aucun des efforts stabilisants de la surface libre. Celle-ci est donc très peu déformée.
- ❖ Région 1 $\rightarrow We_q \ll We_c$ et $Fr_q \gg Fr_c$: Cette configuration a lieu lorsque l'échelle de L est faible. La gravité est alors facilement surmontée, mais la continuité de la surface libre est maintenue grâce à la tension de surface. Les déformations de la surface libre présentent ainsi la forme d'ondulations assez rondes (Figure 3).

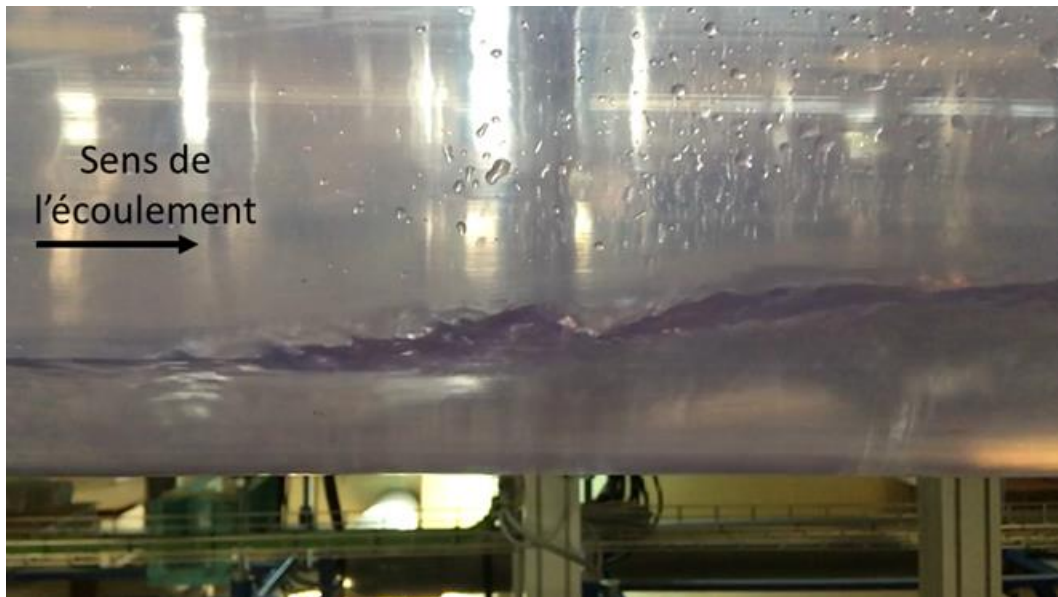


Figure 3 – Région 1 : Vue d'un ressaut hydraulique de faible échelle (tirant d'eau d'autour 4 cm). Formation d'ondulations à la surface libre, dominées par la tension de surface. Photographie de l'auteur

- ❖ Région 2 → $We_q \gg We_c$ et $Fr_q \gg Fr_c$: Zone de très forte turbulence, la continuité de la surface libre est rompue par l'entraînement de bulles et l'éjection de gouttes (Figure 4).



Figure 4 – Région 2 : Les chutes du Rhin à Schaffhausen, Suisse. Photographie de Dr. Sandra Isel

- ❖ Région 3 → $We_q \gg We_c$ et $Fr_q \ll Fr_c$: Les structures turbulentes ont une grande échelle L . La résistance fournie par la tension de surface devient négligeable, mais les tourbillons ne sont pas suffisamment énergétiques pour rompre la surface libre. La morphologie de la surface libre présente ici un aspect rugueux (Figure 5).



*Figure 5 - Région 3 : Ecoulement en amont des chutes du Rhin (Schaffhausen, Suisse).
Photographie de Dr. Sandra Isel*

On note que dans l'analyse précédente, seule la région 2 est considérée contenir des structures diphasiques dispersées. Dans le diagramme $L \times q$, cette zone fait frontière avec toutes les autres régions. Un écoulement appartenant à la région 1, par exemple, pourrait donc évoluer vers la région 2 en conséquence du développement de la turbulence, qui aurait finalement surmontée les efforts liés à la tension de surface. La transition d'une zone à l'autre se ferait à partir de différents mécanismes, selon la morphologie initiale de l'écoulement, c'est-à-dire, dans quelle région l'écoulement se trouvait avant l'aération. Parmi les mécanismes générant la dispersion diphasique dans les écoulements auto-aérés on peut citer notamment les différents régimes de formation des gouttes par un jet d'eau lancé dans l'air décrits par Reitz & Bracco (1986), le piégeage des bulles lors de la rupture des ondes de gravité et capillaire par

Deike, et al. (2015), et lors de l'impact des gouttes dans l'eau par Volkart (1980), Oguz & Prosperetti (1990) et Bick, et al. (2010).

Malgré les importantes incertitudes concernant les valeurs de Fr_c et We_c , le diagramme $L \times q$ s'avère un cadre d'analyse assez révélateur des aspects phénoménologiques issus de la turbulence dans les écoulements à surface libre, ainsi que de ses effets d'échelle.

1.1.2 Aération localisée

L'aération localisée est caractérisée par l'entraînement d'air ayant lieu dans une zone limitée et bien définie de l'écoulement. On cite, comme exemple d'écoulement emblématique, le cas d'un jet d'eau plongeant sur un corps d'eau originellement en repos, où l'air est entraîné dans l'eau avec la rupture d'une fine couche d'air localisée autour du périmètre du jet, et celui d'un ressaut hydraulique, où l'on observe le piégeage des bulles lors de la transition du régime torrentiel vers le régime fluvial. Malgré leur nature très différente, ces écoulements se ressemblent en plusieurs aspects : les deux sont constitués dans la partie amont d'une forte vitesse, qui se dissipe rapidement en aval après le passage par une discontinuité de milieu, autour de laquelle on constate des bulles d'air entraînées. Ces observations ont inspiré Chanson (2009) à surnommer le phénomène du ressaut hydraulique comme un jet en plongeon horizontal.

La proposition de ce type d'analogie entre deux écoulements *a priori* très distincts est spécialement utile dans l'établissement d'une description phénoménologique des mécanismes générant l'entraînement d'air. De la même façon, on peut trouver des parallèles entre les écoulements d'un mascaret et d'un ressaut hydraulique (Brocchini & Peregrine (2001), David, et al. (2015), Lubin & Chanson (2017)). Ainsi, une analyse de l'écoulement du jet d'eau en plongeon, extensivement étudié pendant les dernières décennies, pourrait aider à expliquer en partie les phénomènes observés dans ces autres écoulements.

L'écoulement d'un jet d'un certain liquide plongeant dans un bassin rempli du même liquide à une hauteur constante a été observé et présente des caractéristiques différentes selon la nature du liquide, la vitesse et le degré de perturbation du jet. Dans le cas des liquides de faible viscosité, comme l'eau, les conditions nécessaires pour le

déclenchement de l'entraînement d'air sous le bassin, le débit d'air entraîné, ainsi que la taille de la zone de mélange diphasique en dessous de la surface dépendant fortement de l'intensité turbulente et la vitesse du jet au niveau de l'impact.

Pour des jets laminaires ou de faible turbulence, on observe la formation d'un film (ou cavité) d'air situé autour du jet pénétrant le corps d'eau non-aéré dans le bassin (Figure 6). Selon Kiger & Duncan (2012), ce film est probablement formé en conséquence de la dépression générée autour du jet une fois qu'il est immergé ou de la couche limite d'air en contact avec le jet en amont de l'impact avec l'eau du bassin. Dans ces conditions, le film se maintient grâce à la réaction fournie par la tension de surface, empêchant ainsi l'aération. Lorsque la turbulence devient plus importante, la stabilité du film d'air se trouve compromise, et l'entraînement d'air peut avoir lieu avec la formation de bulles. Ceci explique en partie l'observation d'un débit d'air entraîné plus important lors des jets plus rugueux (Ervine, et al. (1980), McKeogh & Ervine (1981), Ervine & Falvey (1987)).



Figure 6 - Création d'une longue cavité d'air autour d'un jet liquide laminaire en plongeon. Source : Lorenceau, et al. (2004). Reproduite avec la permission de American Physical Society

Un mécanisme de « pincement » du film d'air générant des bulles est discuté en détail par Zhu, et al. (2000) lors de l'analyse de l'effet généré par une grande perturbation singulière dans un jet préalablement laminaire, qui ne présentait pas

d'aération (Figure 7). Il est observé que la déformation de la surface libre et la rupture de la cavité d'air est générée non seulement par l'influence de la perturbation du jet, mais aussi par la vitesse du jet lui-même, qui va étirer la cavité de l'air vers le fond et effectivement créer le « pincement » lors du changement de direction des lignes de courant de l'eau sous la surface, qui présentent la forme d'un vortex toroïdal. Il est spéculé par Kiger & Duncan (2012) que ce mécanisme expliquerait le phénomène d'entraînement d'air des jets rugueux, qui seraient constitués d'une succession de perturbations. Cependant, le rôle des vortex sous la surface n'est pas pour l'instant entièrement compris, et l'asymétrie des perturbations du jet pose des difficultés dans l'établissement d'une prédiction analytique fiable du débit d'air entraîné.

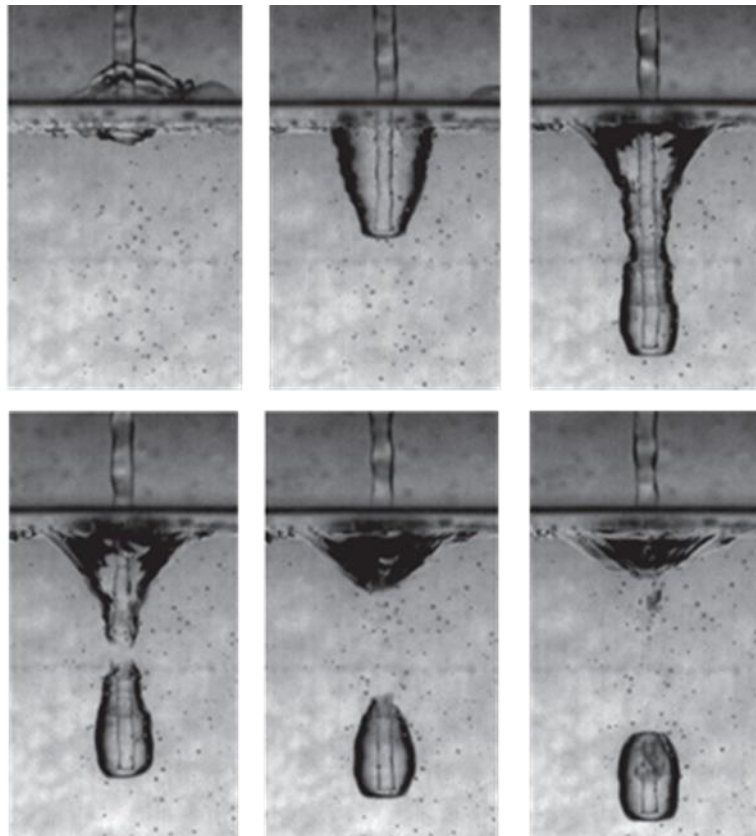


Figure 7 - Evolution temporelle du mécanisme de pincement issu d'une perturbation singulière du jet. Source : Qu, et al. (2013). Reproduite avec la permission de Elsevier.

De cette façon, on observe en abondance des propositions de relations empiriques pour le débit d'air entraîné par un jet en plongeon (voir les synthèses de Ervine, et al. (1980), Bin (1993) et Kiger & Duncan (2012)), qui peut normalement être corrélé à une puissance du nombre de Froude du jet et à d'autres paramètres du

système. Néanmoins, aucune de ces relations n'est prédictive sur l'ensemble des données expérimentales issues des différentes sources.

1.2 Les écoulements diphasiques aérés

Le volume d'air entraîné dans le corps d'eau par l'un des différents mécanismes décrits précédemment devient ensuite une perturbation non négligeable de l'écoulement. L'air dispersé dans l'eau sous forme de bulles confère de nouvelles caractéristiques physiques au système, ce qui dans le cas des écoulements dans les ouvrages hydrauliques ici considérés, pourrait être, selon les applications, tout aussi bénéfiques que nuisibles.

Par exemple, il est observé que la présence d'air dans l'eau sous forme de bulles aide fortement à réduire l'apparition de dommage des structures hydrauliques dû à la cavitation (Falvey (1990)). Ceci vient probablement du fait que les bulles d'air réduisent la vitesse du son dans le système diphasique, et donc aussi le différentiel de pression exercé par l'onde de choc issue de la rupture des bulles de vapeur d'eau. L'entraînement d'air est alors bénéfique dans des structures subissant des écoulements à forte vitesse, comme les évacuateurs de crue et les sorties des vannes. D'un point de vue environnemental, l'aération de l'eau est également très importante pour conférer une meilleure qualité à un volume d'eau pauvre en oxygène, stocké dans des lacs de barrage (Erpicum, et al. (2016)) ou dans des stations d'épuration (CERTU (2003)).

Inversement, une forte concentration d'air dispersé dans l'eau peut être fortement indésirable, spécialement dans le cas des conduites fermées. En effet, la présence de l'air dans l'eau génère une augmentation de la hauteur normale atteinte dans les écoulements en canal à surface libre (Hager (1999)). Cette augmentation de hauteur pourrait potentiellement favoriser une mise en charge prématurée des conduites, diminuant ainsi la débitance prévue des réseaux d'eaux urbains, et par conséquence induire des risques plus importants d'inondation.

Il est donc ainsi d'importance majeure non seulement de suivre les mécanismes d'entraînement d'air, qui configurent la transition de l'état continu de la phase gazeuse vers une morphologie discrétisée avec des bulles individuelles, mais aussi la caractérisation de l'écoulement diphasique aéré, qui va déterminer les principaux

aspects physiques du système. Or, suivre le mouvement de chaque particule individuelle dans l'ensemble de l'écoulement est une tâche extrêmement complexe. On observe alors, comme pratique commune dans le domaine, de définir statistiquement les principales caractéristiques du mélange diphasique (Crowe, et al. (2012)), de façon analogue à la définition d'un milieu continu. On pourrait ainsi définir, dans un écoulement dispersé, la concentration N (m^{-3}) du nombre de particules $n_{particules}$, la fraction volumique α_ϕ pour chaque phase ϕ occupant un volume V_ϕ (m^3) et la masse volumique du mélange ρ_M au sein d'un volume de contrôle V (m^3) respectivement dans les Eqs. (6)-(8) :

$$N = \frac{n_{particules}}{V} \quad (6)$$

$$\alpha_\phi = \frac{V_\phi}{V} \quad (7)$$

$$\rho_M = \alpha_{air}\rho_{air} + \alpha_{eau}\rho_{eau} \quad (8)$$

Comme il sera montré dans le Chapitre 2, ces grandeurs sont extensivement utilisées dans la modélisation numérique d'écoulements diphasiques en général. On observe alors dans les études de structures hydrauliques un effort pour caractériser les fractions volumiques d'air α_{air} typiquement rencontrées dans chaque écoulement. En général, les profils des fractions volumiques d'air insérées dans un écoulement tendent à prendre la forme des solutions analytiques (e.g. (9)) des équations d'advection-diffusion pour des bulles d'air (Chanson, et al. (2004) et Carosi & Chanson (2006)).

$$\alpha_{air} = 1 - \tanh^2 \left(K' - \frac{y}{2D'} + \frac{\left(\frac{y}{Y_{90}} - \frac{1}{3} \right)^3}{3D'} \right) \quad (9)$$

L'Eq. (9) représente le profil de concentration d'air dans le cas d'un écoulement auto-aéré sur des marches d'escalier suivant l'axe y perpendiculaire à la chute. La variable K' représente une constante d'intégration, Y_{90} (m) est une distance caractéristique indiquant la position où la concentration d'air atteint 90% et D' est une fonction de la concentration d'air moyenne. Ces variables sont fortement dépendantes d'un grand nombre de paramètres, comme la géométrie du système et les

caractéristiques de l'écoulement (Re , We , Fr ...), rendant alors une prédiction de la forme exacte de la distribution de fraction volumique d'air difficile. On observe néanmoins une tendance générale reliant directement la diffusivité des bulles avec l'intensité turbulente de l'écoulement (Ervin & Falvey (1987)).

Si, dans une certaine mesure, les variables définies par les Eqs. (6)-(8) caractérisent le système diphasique, il est aussi très important d'identifier les principaux facteurs pilotant les aspects dynamiques de l'écoulement. Ainsi, le mouvement des bulles distribuées dans l'eau, et son impact dans les interactions entre les fluides sont des informations nécessaires pour la prédiction de la variabilité des caractéristiques diphasiques du système.

Deux des plus notables efforts subis par les bulles insérées dans l'eau sont la gravité, qui, par la différence de masse volumique entre les deux fluides, génère une poussée d'Archimède sur les bulles, et la force de traînée F_D (N) issue de la résistance du mouvement des bulles par l'eau. Dans le cas hypothétique d'une bulle immergée dans un milieu liquide doté de vitesse nulle, ces deux efforts joueront dans des sens opposés. Dans un premier temps, la poussée d'Archimède va imposer une accélération à la bulle vers la surface ; la bulle subira immédiatement une première réaction de la résistance de l'eau. La bulle continuera d'accélérer jusqu'au moment où la force de traînée équilibrera la poussée d'Archimède, moment à partir duquel elle aura atteint sa vitesse finale de remontée.

La Figure 8 et la Figure 9 ont pu être conçues d'après de nombreuses études expérimentales, permettant de relier le coefficient de traînée $C_D = \frac{F_D}{0,5\rho_{eau}A_p u_r^2}$ au nombre de Reynolds relatif à la bulle $Re_b = \frac{\rho_{eau} u_r d_{bulle}}{\mu_{eau}}$ ainsi que la vitesse finale de remontée au diamètre caractéristique de la bulle d_{bulle} (m). Ici, A_p (m²) correspond à la surface de la bulle projetée dans la direction du mouvement et u_r (m/s) représente la vitesse relative entre la bulle et l'eau qui l'entoure.

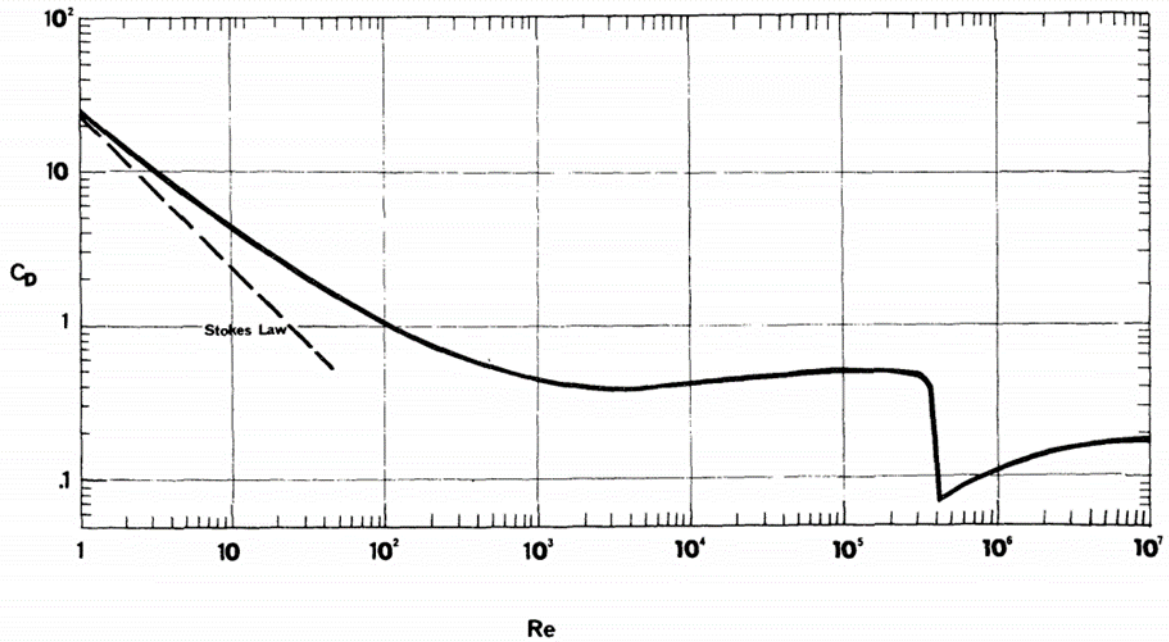


Figure 8 - Diagramme du coefficient de traînée subi par une sphère en fonction de son nombre de Reynolds. Source : Clift, et al. (1978). Reproduite avec la permission de Dover Publications via Copyright Clearance Center

Les mesures montrées dans la Figure 8 ont permis l'établissement de lois empiriques pour le coefficient de traînée C_D . Un exemple notable est celui décrit par Schiller & Naumann (1933) dans l'Eq. (10).

$$\begin{cases} C_D = \frac{24}{Re_b} (1 + 0.15Re_b^{0.687}) & Re_b \leq 1000 \\ C_D = 0.44 & Re_b > 1000 \end{cases} \quad (10)$$

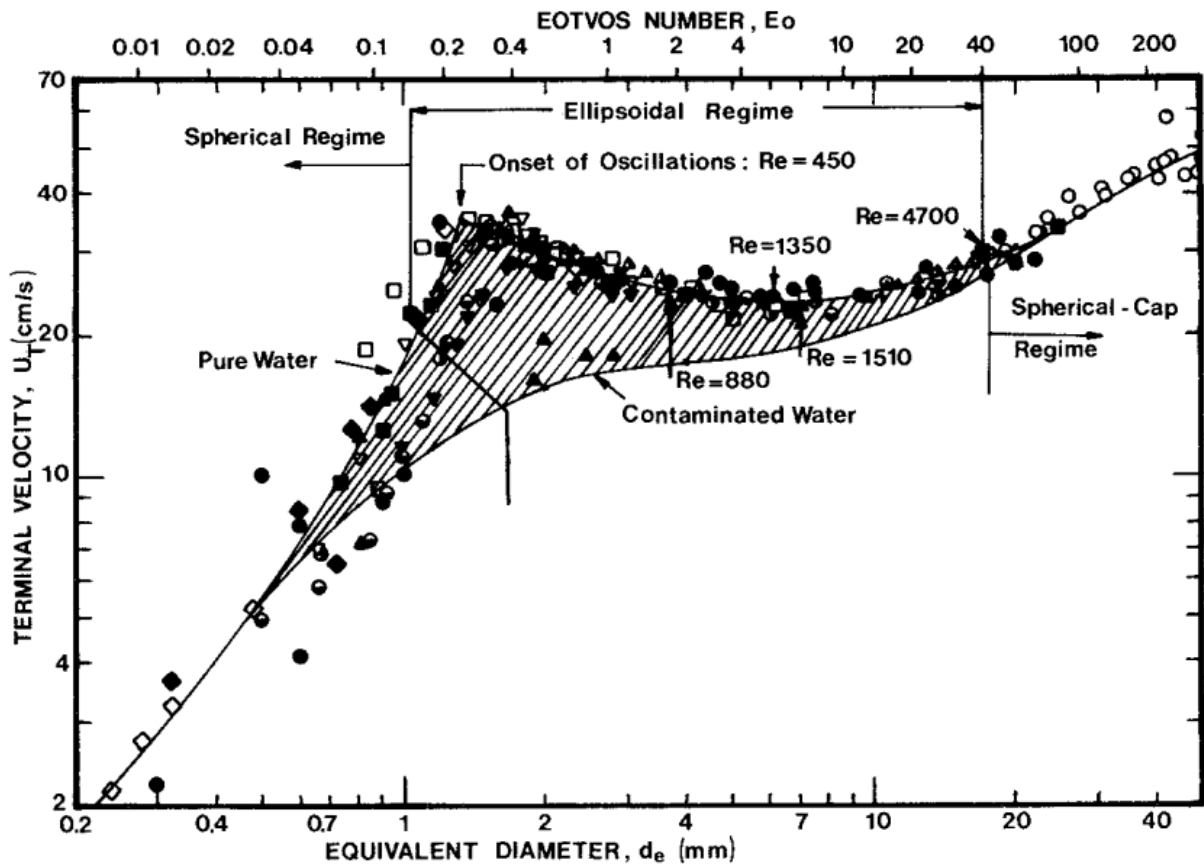


Figure 9 - Vitesse finale de remontée de bulles en fonction de son diamètre. Source : Clift, et al. (1978). Reproduite avec la permission de Dover Publications via Copyright Clearance Center

On observe que, à part le niveau de pureté de l'eau, qui rajoute un degré d'incertitude important dans la mesure de la vitesse, la taille des bulles joue un rôle majeur dans leurs dynamiques. Il est ainsi de grand intérêt de connaître les dimensions des éléments dispersés. Dans ce sens, on fait la distinction entre les typologies monodispersées, où la plupart de diamètres caractéristiques des bulles sont très proches d'un diamètre moyen, et polydispersées, où l'on observe une large gamme de tailles des bulles. Dans ce dernier cas, la distribution de tailles des bulles serait aussi une information nécessaire pour la caractérisation de l'écoulement.

Les mesures des fonctions de distribution de taille des bulles peuvent souvent être approximées par une loi log-normale (Crowe, et al. (2012)). En effet, dans de nombreuses études expérimentales d'écoulements en ouvrages hydrauliques - écoulement en chute en marches d'escalier (Carosi & Chanson (2006)), jet d'eau en plongeon (Chanson, et al. (2004)), ressaut hydraulique (Chanson (2007b)) – on retrouve des distributions de tailles de bulles qui, au moins pour les plus petites tailles, suivent l'allure d'une loi log-normale. Néanmoins, les principales caractéristiques

définissant l'aspect des courbes (asymétrie, kurtosis) différent pour chaque écoulement, et sont souvent fortement sensibles à la localisation de la mesure.

Le travail de Deane & Stokes (2002) est probablement l'un des premiers à proposer une loi d'échelles caractérisant le spectre de longueurs des bulles formées lors de la rupture d'une vague. Lors d'une manipulation en laboratoire, deux principaux mécanismes de formation de bulles ont été identifiés : le premier est issu du piégeage d'une poche d'air lorsque la vague se ferme sur elle-même. Cette poche d'air est ainsi fragmentée en plusieurs bulles par les efforts de cisaillement turbulent. La turbulence existante dans l'écoulement n'est capable de rompre que les bulles de diamètre supérieur à l'échelle de Hinze (~ 1 mm dans ce cas), qui représente la taille de bulle correspondant au nombre de Weber critique We_c . Pour cette taille, la tension superficielle des bulles à l'échelle de Hinze dépasserait en énergie les structures turbulentes de même taille, et elles ne seraient donc pas rompues. D'après une méthode de mesure acoustique, Deane & Stokes (2002) ont établi que ce mécanisme de « fragmentation turbulente » produisait un spectre de taille des bulles à l'exposant $\beta = -10/3$. Pour les bulles en deçà de l'échelle de Hinze, il est considéré que leur principal mécanisme de formation est analogue à celui d'un jet d'eau en plongeon. Ce mécanisme produirait alors un spectre de tailles de bulles à l'exposant $\beta = \alpha = -3/2$, selon les mesures (Figure 10). Par ailleurs, il est observé que les valeurs des exposants β évoluent dans le temps.

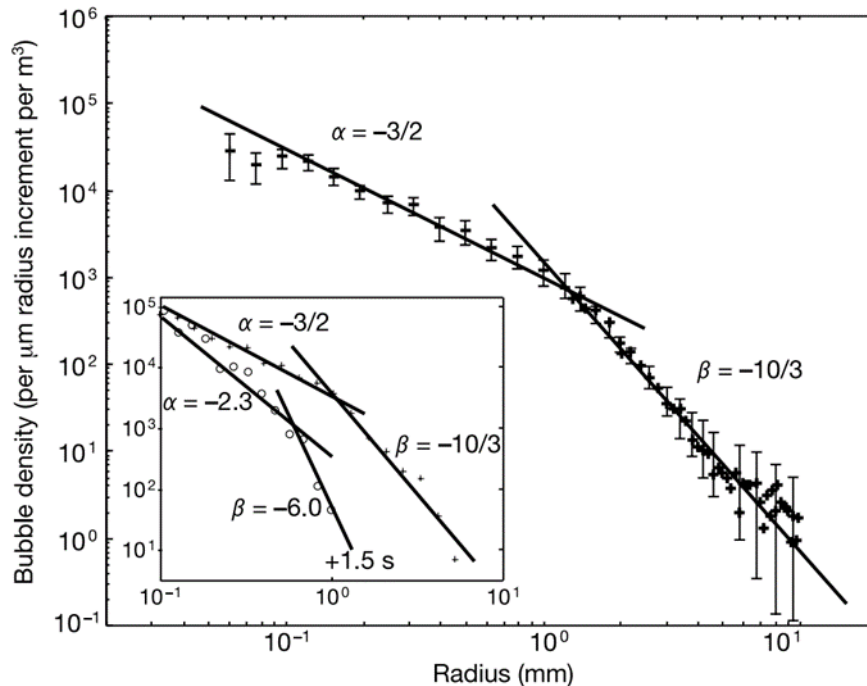


Figure 10 - Spectre de distribution de taille des bulles autour de l'échelle de Hinze. Source : Deane & Stokes (2002). Reproduite avec la permission de Springer Nature Service Centre GmbH.

Cependant, il n'est pas démontré que ces résultats peuvent être extrapolés pour la caractérisation des distributions de taille des bulles d'autres écoulements analogues. En particulier, l'expérience sur le jet d'eau en plongeon menée par Chanson, et al. (2004) met en évidence que même des jets de faible échelle produisent des bulles de taille beaucoup plus importante que l'échelle de Hinze, indiquant ainsi l'existence d'un mécanisme de « fragmentation turbulente » aussi dans ce cas. Les histogrammes de fonction de densité de taille des bulles fournis pour les trois modèles à échelles géométriques différentes présentent des taux d'amortissement assez distincts, ce qui met en évidence une non-universalité de l'exposant β . Deane & Stokes (2002) observent également une augmentation de la magnitude de β dans les mesures sur la formation des bulles générées par des vagues à l'échelle réelle.

➤ Interactions entre les particules dispersées et la turbulence

La modification de la turbulence (« *turbulence modulation* » en anglais) de l'écoulement de la phase continue par les particules dispersées est un sujet de grande complexité étudié depuis quelques décennies. L'influence des particules sur l'écoulement principal peut apparaître sous l'action de différents mécanismes, comme noté par Yuan & Michaelides (1992) : la dissipation de l'énergie cinétique par les particules, l'augmentation de la viscosité apparente due à la présence des particules,

la création du sillage derrière les particules, l'apparition des plus forts gradients de vitesse entre deux particules et la déformation des particules dispersées.

Ces mécanismes peuvent engendrer des effets importants dans l'écoulement, comme la modification de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. De ce fait, la vitesse moyenne de l'écoulement peut aussi être altérée en conséquence de la modification de la perte de charge (Zhao, et al. (2010)).

La revue bibliographique réalisée par Gore & Crowe (1989) indique une corrélation importante entre le diamètre des particules dispersées d_p (m) et l'échelle de longueur du tourbillon le plus énergétique L_e (m) du champ de vitesses turbulent. Après une analyse de nombreuses sources de données expérimentales, Gore & Crowe (1989) mettent en évidence une tendance générale indiquant que l'intensité turbulente de l'écoulement est atténuée dans les cas où $d_p/L_e < 0,1$, alors que dans les cas où $d_p/L_e > 0,1$, l'intensité turbulente subit une augmentation. Selon Gore & Crowe (1989), cette observation peut être expliquée par la différence de nature des interactions entre les particules et la turbulence dans chaque cas. Dans le cas où le d_p est faible, le transfert d'énergie cinétique des tourbillons vers les particules serait dominant. De cette manière, l'énergie cinétique turbulente globale du système serait atténuée en échange du transport des particules. En revanche, lorsque d_p est important, on observerait la formation des nouveaux tourbillons par le sillage derrière les particules, qui contribueraient ainsi à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement.

Malgré la grande importance de cette corrélation, il reste difficile de prédire *a priori* de manière quantitative la modification de la turbulence par les particules dispersées. Comme noté par Saber, et al. (2015), l'influence d'un important nombre de paramètres (le Re , la fraction volumique, la forme des particules ...) n'est pas entièrement connue, et plus d'études sont nécessaires pour leurs caractérisations. En outre, le caractère polydispersé d'une grande partie des écoulements aérés contribue à complexifier l'analyse de ces écoulements et le rôle des interactions entre les particules dispersées et la turbulence.

1.3 Effets d'échelle et similarités

Le théorème des π 's de Buckingham et son application dans l'établissement des similarités dynamiques sont traditionnellement utilisés dans la discipline de la mécanique des fluides, notamment pour comparer des écoulements similaires, mais à échelles différentes (Heller (2011)). Ceci permet aux études d'écoulements en échelle réduite de fournir des informations et conclusions pertinentes sur les écoulements à l'échelle grandeur nature. Les plus grands avantages de mener des études à échelle réduite sont le faible coût relatif d'installation du modèle et une moindre difficulté d'instrumentation.

Néanmoins, dans certains cas, le rapport entre les différentes forces présentes dans l'écoulement ne peut pas être exprimé au moyen d'un seul nombre adimensionnel, et pour que la similitude dynamique soit complètement respectée, tous les groupes π doivent être identiques entre les différentes échelles. Ceci est le cas des écoulements subissant de l'entraînement d'air. Comme discuté précédemment, l'occurrence du phénomène d'aération dépend du rapport entre les forces liées à la turbulence d'un côté et celles qui proviennent de la tension de surface et de la gravité. Les degrés d'importance de chacune de ces forces en relation à l'inertie de l'écoulement sont mieux exprimés respectivement par les nombres de Reynolds $Re = \rho U D / \mu$, le nombre de Weber $We = \rho U^2 D / \sigma$ et le nombre de Froude $Fr = U / \sqrt{g D}$; où D (m) et U (m/s) représentent respectivement une échelle de longueur et une vitesse caractéristiques de l'écoulement. Il est intéressant de noter que lorsque les mêmes deux fluides (eau et air) sont utilisés dans le modèle réduit et en grandeur nature, le nombre de Morton $Mo = We^3 / (Fr^2 Re^4)$ reste constant. De cette façon, le nombre de Re devient une fonction des nombres de We et Fr , ainsi que des propriétés des fluides utilisés.

Il est facilement vérifiable que le respect de la similarité de Froude entre deux écoulements à différentes échelles implique nécessairement la sous-estimation des nombres de Reynolds et de Weber dans l'écoulement en échelle réduite, compte tenu du fait que les proportions géométriques des systèmes et que les fluides en question restent inchangés. En d'autres mots, pendant que l'effort relatif dû à la gravité est correctement transposé à l'écoulement en miniature, l'importance de la turbulence devient plus faible, et celle de la tension de surface, plus forte. Ceci va donc générer

des discordances entre les écoulements à différentes échelles. D'autres paramètres de grande importance, notamment dans le cas des écoulements aérés sont énumérés ci-dessous (Chanson (1997)) :

- ❖ Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement amont (e.g. l'intensité turbulente et l'échelle caractéristique des tourbillons),
- ❖ Les paramètres géométriques de l'écoulement (angle d'inclinaison ou pente, la largeur et la rugosité des canaux...),
- ❖ Les caractéristiques diphasiques de l'écoulement (la concentration d'air entraîné, la distribution de taille des particules)

La modélisation des écoulements à échelle réduite inclut ainsi le risque intrinsèque d'obtenir des résultats qui ne peuvent pas être extrapolés en grandeur nature. Par exemple, dans le cadre du dimensionnement des évacuateurs de crue en marches d'escalier, Chanson (2009) montre que les modèles réduits présentant un nombre de Re insuffisamment important présentent des écarts importants avec d'autres modèles à échelle plus grande, à noter : une sous-estimation du nombre de bulles entraînées, de l'intensité turbulente et des échelles de longueurs turbulentes, ainsi qu'une surestimation du diamètre des bulles entraînées. Ces différences dans les caractéristiques résultantes de cet écoulement auto-aéré engendrent des conséquences très pratiques dans l'étude de ces structures, comme la sous-estimation de la perte de charge le long de la chute (issue de l'intensité turbulente inférieure obtenue dans le modèle réduit) et la plus faible oxygénation de l'eau (basée sur une concentration d'air moins importante).

L'étude de Chanson, et al. (2004) montre des effets d'échelle similaires dans le cas des jets d'eau verticaux circulaires en plongeon, qui constitue un écoulement de type « aération localisée ». Des niveaux plus faibles de concentration d'air et de nombre de bulles sont obtenus pour le modèle réduit de taille inférieure, du fait d'une plus grande importance relative de la tension de surface.

La recherche de moyens de s'affranchir au maximum des effets d'échelle dans les modèles physiques à échelle réduite est ainsi de très grande importance. Dans le cas des écoulements à surface libre, la similarité de Froude est traditionnellement respectée, ce qui rend donc les nombres de Re et de We inférieurs dans les modèles. Une stratégie couramment employée consiste en l'établissement d'une valeur seuil

minimum des nombres de Re et We à atteindre dans les modèles réduits pour minimiser, respectivement, l'influence de la viscosité et de la tension de surface. Selon, Wood (1991), un écoulement entièrement turbulent serait atteint pour une valeur minimum $Re_t = 10^5$. Dans ce cas, les effets visqueux seraient pertinents seulement dans la dissipation des petits tourbillons, alors que le transfert de d'énergie cinétique vers les grands tourbillons sont dominés par des effets inertiels. A partir de cette hypothèse, Kobus (1984) a développé une relation pour le calcul de longueur caractéristique minimale l_e à respecter :

$$l_e = \left[\frac{Re_t}{Fr} \left(\frac{\mu_{eau}/\rho_{eau}}{\sqrt{g}} \right) \right]^{2/3} \quad (11)$$

L'analyse réalisée par Pfister & Chanson (2014) indique des valeurs minimales similaires à respecter ($Re > 3 \times 10^5$) pour minimiser les effets d'échelle dans le cas des écoulements en chute en marches d'escalier. L'étude de Chanson, et al. (2004) indique une valeur minimum de $We > 1000$ à respecter dans les modèles réduits des jets d'eau en plongeon.

Il est néanmoins difficile d'affirmer de manière catégorique la pertinence de ces valeurs seuils, car des données détaillées fiables d'écoulements grandeur nature sont rares (Pfister & Chanson (2014)). Il est également noté par Wood (1991) que le cas des jets d'eau en plongeon peut être dépendant de la valeur de Re , même si les écoulements sont entièrement turbulents. La similarité dynamique reste donc un sujet d'approche très difficile, et l'extrapolation de résultats obtenus avec des modèles réduits doit être réalisée avec beaucoup de précaution.

En même temps, Chanson (2009) et Chanson (2013) notent que dans certains cas de figure, comme l'auto-aération des chutes en marches d'escalier, quelques caractéristiques de l'écoulement présentent des propriétés autosimilaires. Les profils de vitesse longitudinale et de concentration d'air issus des modèles réduits et d'ouvrages réels sont ainsi directement comparables, avec la sélection des paramètres d'adimensionnalisation pertinents. Avec cette approche, les modèles physiques pourraient fournir des informations quantitatives sur l'écoulement à échelle réelle, même si toutes les similarités dynamiques ne sont pas respectées.

➤ Analyse d'un écoulement auto-aéré en termes de q et L

On illustre ici ce phénomène dans la Figure 11, qui affiche l'écoulement de deux jets lancés à des vitesses différentes dans l'atmosphère, mais avec la même intensité turbulente. Il est visible que, pendant que le jet avec une vitesse plus importante subit une très forte aération, la surface libre de celui avec une vitesse d'injection plus faible maintient sa continuité, ce qui veut dire que la turbulence n'a pas été suffisamment importante pour déclencher le mélange et la dispersion des phases.

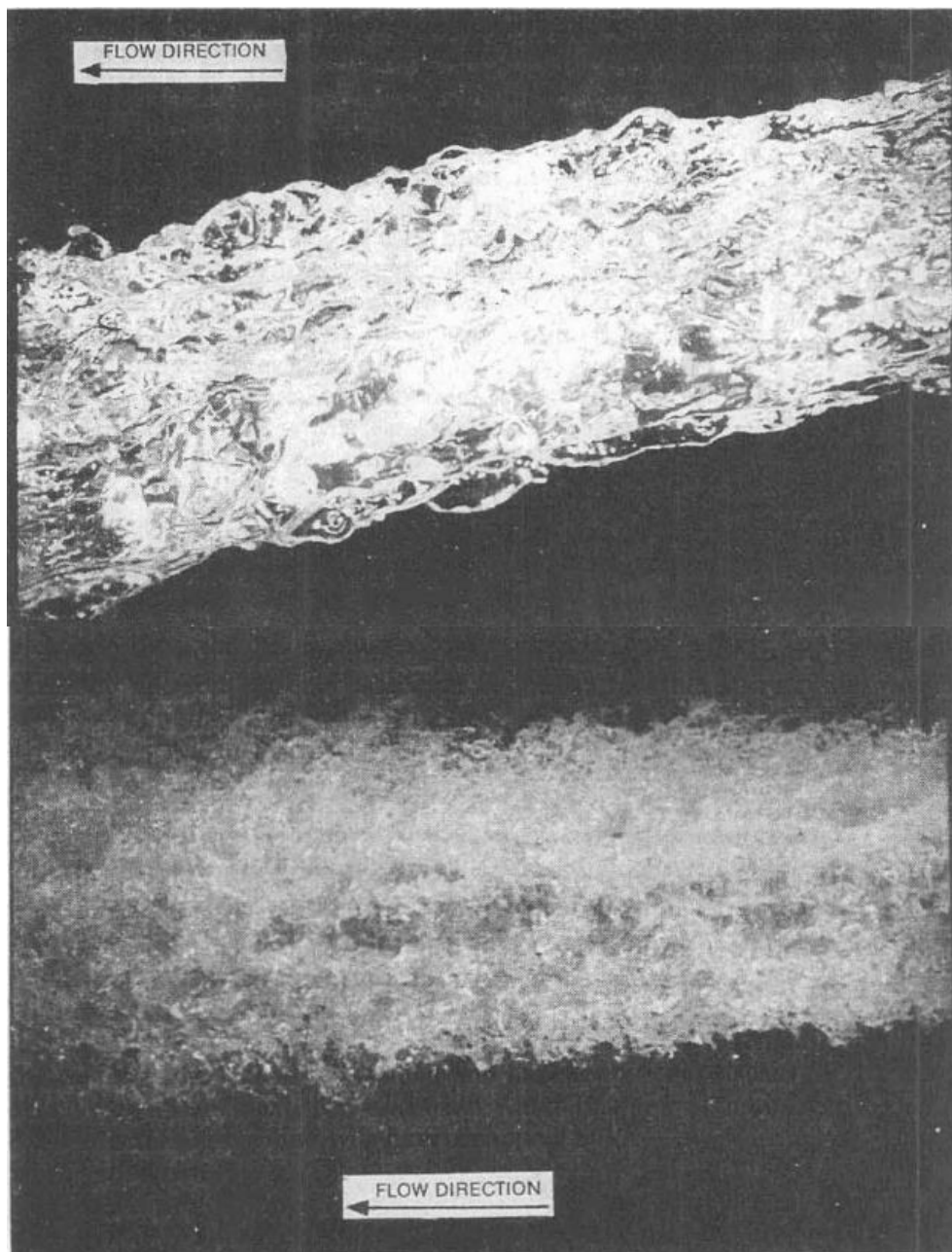


Figure 11 - Ecoulement des jets d'eau dans l'atmosphère (Ervine & Falvey (1987)) ; $D = 100$ mm : 1) haut : $Re \sim 4 \times 10^5$; 2) bas : $Re \sim 2 \times 10^6$. Reproduite avec la permission de Institution of Civil Engineers via Copyright Clearance Center

La même conclusion peut être tirée en schématisant le « parcours » de chaque écoulement dans le diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001). On observe dans la Figure 12 les flèches bleue et verte représentant l'évolution des échelles de longueur des perturbations et de vitesse turbulente. Les flèches pointent vers le sens temporel de l'écoulement, c'est-à-dire, la base des flèches représentent le temps initial de l'écoulement, qui correspond au moment où l'eau est lancée de l'ouverture. Dans les deux cas, l'échelle initiale de L est identique et égale au diamètre du jet (100 mm), puisque l'écoulement est initialement en charge. Lorsque le jet rentre en contact avec l'atmosphère, les perturbations de la surface libre commencent à se développer, et à produire des structures avec une échelle L beaucoup plus petite. La longueur des flèches dans la Figure 12 correspond à une estimation visuelle de la Figure 11. Il est facilement reconnaissable que le jet lancé avec une vitesse initiale plus importante produit des structures diphasiques beaucoup plus petites que le jet de vitesse plus faible. En parallèle, l'échelle des vitesses q est calculée selon le degré d'intensité turbulente connu de l'expérience. Ce dernier est considéré rester quasi-constant le long de l'écoulement.

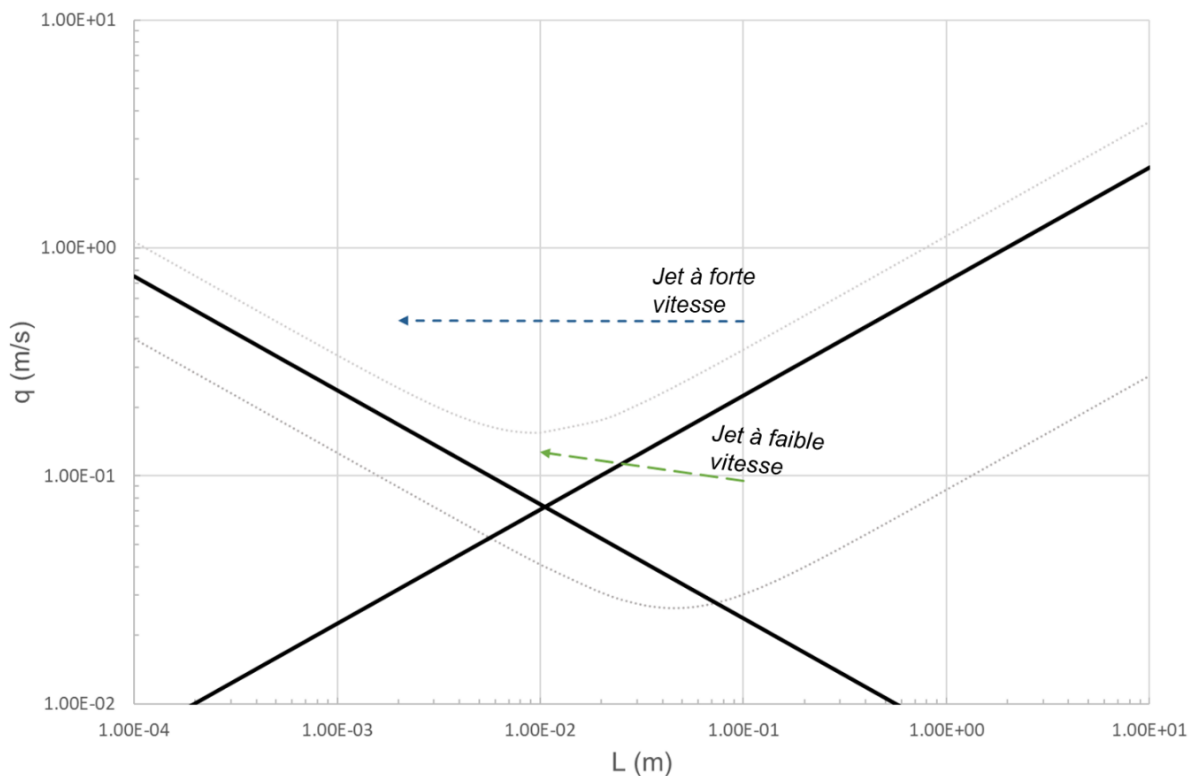


Figure 12 - Diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001), avec les chemins parcourus par les écoulements en jet de la Figure 11

Enfin, on constate dans la Figure 12 que l'écoulement avec un nombre de Reynolds plus important, représenté par la flèche bleue, dépasse largement et dès le départ les valeurs critiques limitant l'auto-aération. De l'autre côté, le jet lancé avec une vitesse moins forte reste à la limite de la transition de régimes, très proche du déclenchement de l'auto-aération. Ces deux résultats sont en accord avec ce que l'on observe dans la Figure 11, indiquant ainsi qu'une analyse d'échelles avec le diagramme $L \times q$ pourrait être un important outil d'analyse préalable dans l'étude des écoulements aérés.

1.4 Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre, une typologie générale des aspects phénoménologiques et dynamiques liés aux écoulements diphasiques avec entraînement d'air aux échelles typiques des ouvrages hydrauliques a été présentée. De manière globale, les principales informations à retenir sont les suivantes :

- ❖ Le phénomène d'entraînement d'air est principalement issu de la déformation de la surface libre, qui induit la formation de mécanismes variés générant le mélange et la dispersion des phases liquide et gazeuse entre elles.
- ❖ Le déclenchement de l'aération est lié au déséquilibre entre les efforts liés à la turbulence de l'écoulement, qui vont générer des instabilités de la surface libre, et les efforts de la pesanteur et de la tension de surface, qui dissipent les perturbations de l'interface. L'identification des composantes pertinentes dans la définition de ces efforts turbulents est néanmoins encore objet de débat.
- ❖ La modélisation physique à échelle réduite est un outil important pour l'étude des écoulements et pour la conception des ouvrages hydrauliques. Cependant, le grand nombre des variables et phénomènes physiques en jeu rend extrêmement difficile l'obtention d'une vraie similarité dynamique, en particulier dans le cas des écoulements aérés. L'application des valeurs seuils minimums des nombres adimensionnels et l'identification des caractéristiques autosimilaires constituent de bonnes pratiques pour la minimisation des effets d'échelle et pour l'extrapolation des résultats des modèles aux cas réels.

- ❖ Le diagramme $L \times q$ conçu par Brocchini & Peregrine (2001) s'avère un outil d'analyse d'écoulements turbulents à surface libre très puissant. Le rapport entre les efforts liés à la turbulence et les efforts stabilisants est caractérisé par la définition des nombres de Froude et Weber, prenant en compte l'énergie cinétique turbulente et la longueur des perturbations générées par celles-ci dans la surface libre. On arrive ainsi à évaluer l'évolution de la morphologie de l'écoulement diphasique étudié uniquement sur la base d'une estimation des échelles.
- ❖ La complexité des mécanismes d'aération, associée à leur caractère turbulent, rend extrêmement difficile une prédiction analytique de certaines informations quantitatives d'intérêt, comme le débit d'air entraîné, la distribution des tailles des particules dispersées, ou encore les profils de concentration de fraction volumique occupée par la phase dispersée. L'estimation de ces caractéristiques permet l'établissement de relations empiriques, et l'approximation des mesures par des fonctions d'advection diffusion et de loi log-normale, dont les paramètres doivent être ajustés au cas par cas.

Le prochain chapitre portera sur une revue des principales approches de simulation numérique conçues pour modéliser les écoulements diphasiques. L'accent sera mis sur leurs applicabilités dans différents contextes, en lien avec la modélisation de la turbulence et les méthodologies de couplage d'approches permettant la représentation des interfaces eau-air à plusieurs échelles.

2 Modélisation numérique des écoulements diphasiques

Le niveau élevé de complexité des phénomènes arrivant dans les écoulements diphasiques, incluant le large spectre d'échelles des interfaces, ainsi que l'influence directe de la turbulence sur la déformation et la rupture des conditions limites du système, est beaucoup étudié expérimentalement, comme démontré dans le chapitre précédent. Ces études expérimentales permettent :

- ❖ de développer la connaissance sur la physique de l'écoulement ;
- ❖ la conception de descriptions analytiques ou empiriques et de nouveaux modèles numériques ;
- ❖ la production de données expérimentales.

Cette thèse s'inscrit dans le développement d'outils numériques pour la résolution approximée des équations de Navier-Stokes (ou, plus précisément, les équations de conservation de la masse (12) et de quantité de mouvement (13) dans les écoulements incompressibles et isothermes), qui constituent une approche prometteuse dans l'objectif d'exploiter les observations expérimentales et de reproduire les phénomènes physiques.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{g} \quad (13)$$

Le calcul numérique des Eqs. (12) et (13) constitue un problème complexe, spécialement dans le cas des écoulements diphasiques. En effet, la représentation d'un système fluide contenant deux phases ou plus au sein d'un domaine de calcul numérique de puissance limitée constitue un objet de recherche depuis quelques décennies. La quantité et qualité d'approches différentes sont très vastes ; leurs disparités peuvent aller de la méthode d'identification de l'interface jusqu'au système référentiel (eulérien ou lagrangien, par le biais de l'approche *Smoothed-Particle Hydrodynamics*) utilisé pour la résolution des équations (Mirjalili, et al. (2017)). Par ailleurs, le développement de la famille des méthodes de Lattice-Boltzmann, qui s'appuient sur la résolution de l'équation de Boltzmann couplée avec des modèles de

collision des particules, configure une alternative au calcul des équations de Navier-Stokes (Chen & Doolen (1998)). Une description détaillée des différentes approches dépasse la portée de cette thèse.

En raison des outils de calcul disponibles et des contraintes liées aux ressources de calcul dans un contexte opérationnel, le choix a été fait de résoudre les équations de Navier-Stokes dans un cadre eulérien. En effet, la plupart de la recherche et développement d'algorithmes dans la discipline de la dynamique de fluides numérique (ou CFD, de l'Anglais *Computational Fluid Dynamics*) s'insère dans le cadre référentiel eulérien, au moyen de la discrétisation des équations de transport avec la méthode des volumes finis (Hirsch (2007)). Dans ce contexte, on retrouve plusieurs approches pour la représentation de deux fluides occupant le même domaine de calcul (Tableau 1), qui peuvent être regroupées en deux catégories, selon Marschall (2011) :

- ❖ Les méthodes d'identification d'interface : ce type d'approche vise à établir une séparation totale des deux phases au sein du domaine de calcul via la définition d'interfaces nettes. Bien entendu, la qualité de définition des interfaces dépend fortement de la résolution locale du maillage, qui va ainsi déterminer la capacité du modèle à capturer plus ou moins de détails de la surface.
- ❖ Les méthodes de modélisation d'interface : en opposition à la catégorie précédente, ces méthodes ne cherchent pas à calculer explicitement la position ni la forme des interfaces entre les deux fluides. Ceci vient de la supposition que le maillage ne serait pas suffisamment raffiné pour détecter chaque interface individuellement. Le transfert de quantité de mouvement entre les phases est donc ici modélisé par des termes M_ϕ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-2}$) en fonction de leur mouvement relatif et de la taille moyenne des éléments dispersés.

On observe dans la Figure 13 une représentation graphique de ce que l'on obtiendrait avec chacun des deux principes de modélisation des écoulements diphasiques. Les images ne sont pas issues d'un vrai calcul numérique, mais conçues dans le but d'illustrer les différences entre les approches.

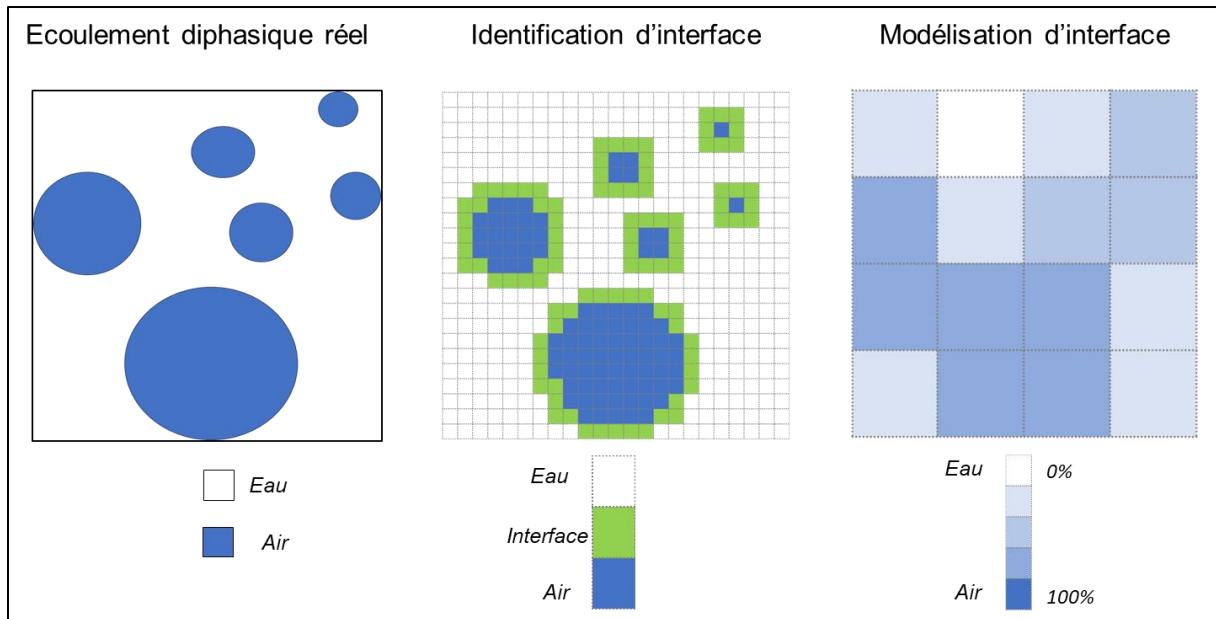


Figure 13 - Représentation des résultats obtenus en utilisant chaque approche de simulation de l'interface

On note que les modèles présentés dans le Tableau 1 ne constituent pas une liste exhaustive de toutes les approches de modélisation existantes, mais un amalgame des méthodologies les plus populaires, qui sont souvent implémentées dans les codes CFD commerciaux. En fait, les ramifications des méthodes, surtout celles avec résolution d'interface, sont beaucoup plus nombreuses. Le lecteur est invité à consulter la récente revue bibliographique de Mirjalili, et al. (2017) pour plus de détails. Dans le Tableau 1 on réalise une analyse rapide des caractéristiques de chaque méthode.

La section suivante a pour objectif de discuter de la pertinence de chacune des deux approches vis-à-vis de nos objectifs. Par ailleurs, on détaillera les principes des deux principaux modèles utilisés dans cette thèse : le *Volume of Fluid* et le *Two-Fluid Model*.

Tableau 1 - Liste de quelques modèles de modélisation diphasique

Principe	Modèles		Commentaires	Références
Identification d'interface	Volume of Fluid	AVOF	- Système diphasique défini par une fonction de fraction volumique - Un champ de vitesses pour les deux phases - Besoin d'une interface nette : Méthodes algébrique et géométrique	Hirt & Nichols (1981) Deshpande, et al. (2012) Roenby, et al. (2016)
		GVOF		
	Level-Set		- Définition de l'interface entre les fluides par une fonction distance signée - Un champ de vitesses pour les deux phases - Inconvénient : non-conservation de la masse	Sussman, et al. (1994) Mirjalili, et al. (2017)
Modélisation d'interface	Two-Fluid Model		- Système diphasique défini par une fonction de fraction volumique - Un champ de vitesses pour chacune des deux phases - Eau + air : milieux continus interpénétrés. Echange de quantité de mouvement modélisé par des termes source M_ϕ	Ishii (1975) Rusche (2002)
	Mixture Model		- Système diphasique défini par une fonction de fraction volumique - Un champ de vitesses pour les deux phases - Simplification de la méthode TFM : estimation algébrique de la vitesse relative entre les phases	Manninen, et al. (1996) Damian (2013)

2.1 Identification ou modélisation des interfaces ?

La définition des deux différentes stratégies quant à l'approche de gestion des interfaces met en évidence que la nature et la morphologie de l'écoulement à résoudre seront déterminantes dans le choix de la méthodologie à employer. Il s'agit avant tout d'un problème d'identification du rapport entre les échelles des interfaces d'importance majeure et domaine, en intégrant une analyse de faisabilité en fonction de la puissance de calcul disponible.

Prenons par exemple le cas d'un écoulement diphasique au sein d'une colonne à bulles, largement présent dans l'industrie chimique (Kantarci, et al. (2005)). Une grande quantité de bulles gazeuses de diamètre moyen d_{bulle} (m) sont injectées au fond d'un réservoir rempli de liquide, pouvant atteindre une hauteur $h_z \sim 10^4 - 10^5 \times d_{bulle}$. Les bulles dispersées dans le liquide occupent un volume significatif du domaine et déterminent en grande partie la dynamique de l'écoulement. Or, plus la taille du domaine est importante, plus le nombre de volumes finis nécessaire pour identifier individuellement chaque bulle sera grand, spécialement en trois dimensions. Même si l'utilisation d'une approche de résolution d'interface est possible, et qu'elle produirait en théorie des résultats plus précis avec un maillage adapté, la puissance de calcul nécessaire serait trop importante pour que ce soit faisable d'un point de vue économique. La meilleure option dans ce cas serait donc la sélection d'une approche de modélisation des interfaces, qui permettrait la conception d'un maillage moins raffiné et des rendus satisfaisants.

D'un autre côté, lorsque l'écoulement diphasique est majoritairement ségrégué, c'est-à-dire, en opposition à un régime d'écoulement dit dispersé, l'approche la plus adaptée sera celle avec identification d'interface.

On note ici que la dichotomie entre régimes d'écoulement ségrégué x dispersé dépend peu de l'échelle du problème, et que le mouvement des bulles peut bien être modélisé par une méthode avec identification d'interface (Marschall, et al. (2014)). Dans le contexte des simulations dans les systèmes diphasiques, ce qui caractérisera l'approche de modélisation la plus adaptée est le rapport d'échelles des interfaces (périmètre, courbure) et du domaine de calcul. Par abus de langage, on peut éventuellement faire mention à un écoulement modélisé avec une méthode d'identification d'interface comme étant en régime ségrégué, et de même, pour un

écoulement calculé dans une approche de modélisation d'interface comme régime dispersé.

On détaille dans les prochaines sections les spécificités de deux méthodologies souvent utilisées, qui offrent un potentiel d'application dans une large gamme d'écoulements.

2.1.1 Identification d'interface : Méthode Volume of Fluid

➤ Définition

La méthode *Volume of Fluid* (VOF), initialement introduite par Hirt & Nichols (1981) est devenue l'une des approches avec identification d'interface la plus utilisée. Sa popularité vient de plusieurs facteurs, notamment par son implémentation relativement facile dans les algorithmes de calcul, par sa formulation cohérente avec le principe de conservation de la masse et par sa capacité à gérer des interfaces de morphologie complexe, spécialement lors des ruptures et coalescences de ces interfaces.

Son principe repose sur la définition d'une fonction scalaire d'indication de phase $I(\mathbf{x}, t)$ (Eq. (14)) qui est passivement transportée par le champ de vitesse $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$, calculé après le couplage avec le champ de pression $p(\mathbf{x}, t)$ par l'équation de Poisson.

$$I(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1, & \text{si la position } \mathbf{x} \text{ se retrouve dans l'eau au temps } t \\ 0, & \text{si la position } \mathbf{x} \text{ se retrouve dans l'air au temps } t \end{cases} \quad (14)$$

La fraction volumique de l'eau $\alpha(\mathbf{x}, t)$ contenant chaque cellule de volume V (m^3) du domaine discrétisé est alors définie dans l'Eq (15).

$$\alpha(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{V} \int_V I(\mathbf{x}, t) dV \quad (15)$$

Ainsi, les champs de propriétés physiques de masse volumique $\rho_M(\mathbf{x}, t)$ et viscosité dynamique $\mu_M(\mathbf{x}, t)$ du mélange de fluides dans le domaine sont définies par les Eqs. (16) et (17).

$$\rho_M = \alpha \rho_{eau} + (1 - \alpha) \rho_{air} \quad (16)$$

$$\mu_M = \alpha \mu_{eau} + (1 - \alpha) \mu_{air} \quad (17)$$

L'équation de conservation de la masse prend alors la forme de Eq. (18).

$$\frac{\partial \rho_M}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho_M) = 0 \quad (18)$$

Ou, de façon équivalente (Deshpande, et al. (2012)), celle de l'Eq. (19), compte tenu du fait que les valeurs de ρ_{eau} et ρ_{air} restent constantes, et que le champ de vitesses est incompressible.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \alpha) = 0 \quad (19)$$

L'Eq. (19) constitue donc évidemment l'équation de transport de fraction volumique au sein du domaine. Dans des conditions idéales, c'est-à-dire, pour des valeurs infiniment petites de V dans l'Eq. (15), la fonction de fraction volumique $\alpha(\mathbf{x}, t)$ serait identique à la fonction d'indication des phases $I(\mathbf{x}, t)$, ou, en d'autres mots, à une fonction de Heaviside en trois dimensions, où les discontinuités surfaciques représentent les interfaces entre les deux fluides. Dans la pratique, la discrétisation du domaine en volumes finis engendre nécessairement des erreurs issues de la troncature des termes d'ordres supérieurs qui proviennent de la procédure d'approximation des dérivées partielles par développement en séries de Taylor.

➤ Résolution de l'équation de transport

Le problème d'advection d'une fonction scalaire passive présentant une discontinuité, telle que celle de l'Eq. (19), constitue l'une des premières difficultés majeures rencontrées dans la discipline de la CFD, qui malgré de nombreuses avancées, n'a pas été complètement surmontée. Comme bien illustré par Leonard (1991), alors que les schémas de discrétisation amont de premier ordre s'avèrent bien bornés mais trop diffusifs, les schémas d'ordres supérieurs [Leonard (1991) nous montre des résultats de calcul utilisant des schémas jusqu'au neuvième ordre de précision] sont peu diffusifs, mais non bornés (vérifiant ainsi le théorème de Godunov, Hirsch (2007)). La problématique devient ainsi presque évidente : comment calculer l'advection d'une fonction en respectant son caractère discontinu (ou en limitant sa diffusion) tout en maintenant des résultats physiques (pas de concentration supérieure à 100% ou inférieure à 0%) ?

Ce défi a abouti au développement de schémas intégrant des limiteurs, notamment ceux de type « *Total Variation Diminishing* » (TVD) introduit par Harten (1997) ou encore ceux conçus à l'aide du « *Normalized Variable Diagram* » (NVD) de Leonard (1991). En bref, ces schémas sont une construction hybride des schémas amont (dont l'atout principal est de rester borné) et aval (qui confèrent une qualité « compressive » aux courbures de pente), conçus pour basculer d'un extrême à l'autre en fonction des besoins. Ainsi, ils sont censés affaiblir la diffusion tout en respectant les bornes du système.

De cette façon, ces schémas dits de « haute résolution » ont dessiné la base pour le développement des algorithmes de VOF algébrique (ou AVOF) plus sophistiqués, comme le HRIC (Waclawczyk & Koronowicz (2008)), CICSAM de Ubbink & Issa (1999) ou Gamma de Jasak, et al. (1999). Ils favorisent une séparation nette des phases, sans pour autant complètement annuler la diffusion sur quelques cellules. L'identification des interfaces se fait donc directement par la sélection d'une valeur $0 < \alpha < 1$, dont le contour au sein du système caractériserait la surface libre. Malgré l'existence d'une incertitude inhérente au choix de la valeur de α , les algorithmes type AVOF bénéficient d'une implémentation dans le code facile et d'un besoin de puissance de calcul relativement faible (Mirjalili, et al. (2017)).

Les algorithmes des VOF géométriques (GVOF) constituent une autre approche également très répandue. Contrairement aux AVOF, les GVOF appliquent une technique de reconstruction de l'interface à partir des valeurs calculées de α au sein des cellules. De cette manière, l'incertitude générée par les méthodes AVOF est éliminée, et la position exacte de l'interface devient connue. On peut citer comme inconvénients de cette approche un besoin plus important en puissance de calcul (consommée notamment dans la procédure de reconstruction de l'interface) et la possibilité éventuelle du non-respect de la conservation de la masse (Roenby, et al. (2016), Mirjalili, et al. (2017)).

Pour ces raisons, dans la suite de cette thèse, on a fait le choix d'utiliser l'algorithme AVOF implémenté dans le code OpenFOAM®. Plus de détails justifiant le choix de ce logiciel sont énoncés dans le chapitre 3.

➤ Implémentation dans le code OpenFOAM®

L'implémentation de la méthodologie VOF dans le logiciel OpenFOAM®, au moyen du solveur *interFoam*, possède des particularités qui doivent être discutées plus en détails. Cet algorithme s'insère dans la famille des VOF algébriques, puisque aucune procédure de reconstruction géométrique de l'interface n'est programmée. La résolution et l'incertitude de la localisation d'interface dépend donc de la capacité de l'algorithme à limiter la diffusion de la fonction de fraction volumique. Contrairement à la plupart des modèles AVOF, la compression de l'interface n'est pas ici accomplie en appliquant des schémas de discrétisation spécifiques (Rusche (2002)), mais surtout grâce à l'ajout d'un nouveau terme de flux compressif artificiel dans l'équation de transport de α (troisième terme à gauche de l'Eq.(20)).

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}\alpha + \nabla \cdot (\mathbf{u}_c \alpha (1 - \alpha)) = 0 \quad (20)$$

$$\mathbf{u}_c = C_\alpha \mathbf{u} \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \quad (21)$$

Quelques commentaires à propos des Eqs. (20) et (21) méritent d'être énoncés :

- ❖ Le terme de compression artificielle dans l'Eq. (20) est actif seulement au niveau de la surface libre grâce au multiplicateur $\alpha(1-\alpha)$, et n'influence donc pas le transport de la fraction volumique dans le reste du domaine.
- ❖ Par la définition de la vitesse de compression $\mathbf{u}_c(\mathbf{x},t)$ dans l'Eq. (21), le flux de compression artificielle opère toujours, à un niveau local, dans la direction perpendiculaire à la surface libre.
- ❖ La variable C_α est une constante définie par l'utilisateur, qui prend par défaut généralement la valeur de 1. Si l'utilisateur souhaite effacer le terme de compression de surface, il suffit de définir $C_\alpha = 0$.
- ❖ Les valeurs extrêmes de la fraction volumique α sont maintenues bornées à l'aide de l'algorithme MULES (MULTi-dimensional Limiter for Explicit Solution). Il s'agit d'une implémentation sous OpenFOAM® de la méthode de limiteur de flux introduite par Zalesak (1979). Selon Damian (2013),

l'algorithme MULES estimerait la valeur du limiteur de flux λ_f avec une méthode itérative.

- ❖ Une approche de résolution semi-implicite de l'algorithme MULES est implémentée dans le logiciel depuis la version OpenFOAM® 2.3.0, Greenshields (2014). Ceci permet de mener des simulations avec des nombres CFL plus importants que dans l'algorithme originel, selon Deshpande, et al. (2012).

➤ Equations de quantité de mouvement dans le système diphasique

Il reste à définir la formulation de l'équation de conservation de quantité de mouvement. Tant pour les approches AVOF que pour les GVOF, elle peut être représentée d'une façon généraliste telle que l'Eq. (22).

$$\frac{\partial \rho_M \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_M \mathbf{u} \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu_M \nabla \mathbf{u}) + \rho_M \mathbf{g} + \mathbf{F}_s \quad (22)$$

On note une forte similarité avec l'Eq. (13), à part l'adoption de la masse volumique et de la viscosité dynamique de mélange, ainsi que l'introduction d'un terme source \mathbf{F}_s représentant l'effort généré par la tension de surface. Son implémentation dans l'espace discrétisé est généralement effectuée par une formulation volumétrique, notamment pour garantir avec succès un équilibre discret avec l'effort dû aux gradients de pression (Mirjalili, et al. (2017)). Le modèle de tension de surface de Brackbill, et al. (1992) décrit dans l'Eq. (23) est largement utilisé, et fonctionne comme un effort présent dans l'intégralité du domaine, mais actif seulement au niveau de l'interface.

$$\mathbf{F}_s = \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (23)$$

$$\kappa_s = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right) \quad (24)$$

Ici, κ_s (m^{-1}) représente la mesure de courbure locale de la surface libre, et est approximée par l'Eq. (24). On note l'existence d'une problématique récurrente dans l'implémentation des modèles de tension de surface, qui a pour conséquence la création des courants parasites issus d'une estimation imprécise de κ_s due à la discrétisation du domaine. Ceci engendre la non-vérification de la conservation de

quantité de mouvement, générant ainsi de l'énergie cinématique artificielle. Il s'agit en effet d'une problématique importante dans les simulations d'écoulements à faible We , mais qui a été en grande partie résolue avec le développement de nouveaux modèles (Mirjalili, et al. (2017)).

2.1.2 Modélisation d'interface : Méthode *Two-Fluid Model*

➤ Définition

La méthodologie *Two-Fluid Model* (TFM) (Rusche (2002)) est une approche de simulation diphasique dont le principe s'appuie sur la modélisation des interfaces entre les deux phases présentes dans le système. En ce qui concerne l'identification de chaque fluide au sein du domaine de calcul, le TFM est similaire à la méthode VOF, puisque les deux phases sont définies à l'aide d'une fonction d'indication de phase $I_\phi(\mathbf{x}, t)$ telle que celle écrite dans l'Eq. (14), où ϕ représente chacune des phases. Une procédure de moyennage conditionnelle (Marschall (2011)) est ensuite appliquée, après la multiplication des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement par les fonctions I_ϕ , résultant ainsi dans les Eqs (25) et (26).

$$\frac{\partial \alpha_\phi}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_\phi \alpha_\phi = 0 \quad (25)$$

$$\frac{\partial \rho_\phi \alpha_\phi \bar{\mathbf{u}}_\phi}{\partial t} + (\rho_\phi \alpha_\phi \bar{\mathbf{u}}_\phi \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}}_\phi = -\alpha_\phi \nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\mu_\phi \alpha_\phi \nabla \bar{\mathbf{u}}_\phi) + \rho_\phi \alpha_\phi \mathbf{g} + \mathbf{M}_\phi \quad (26)$$

On note ici que, contrairement à ce que l'on rencontre dans la méthode VOF, chaque phase est représentée par ses propres champs de vitesse $\bar{\mathbf{u}}_\phi$ et de fraction volumique α_ϕ . Dans cette approche, les deux fluides sont donc des entités continues dans le domaine de calcul, qui peuvent coexister et être transportés de façon indépendante dans chaque volume fini. Ce concept de modélisation est connu comme « les milieux continus interpénétrés » (Marschall (2011)). Pour cette raison, le TFM est aussi souvent nommé comme l'approche « Euler-Euler », ou « deux champs » puisqu'on représente deux fluides distincts à l'intérieur d'un seul domaine eulérien (Figure 14).

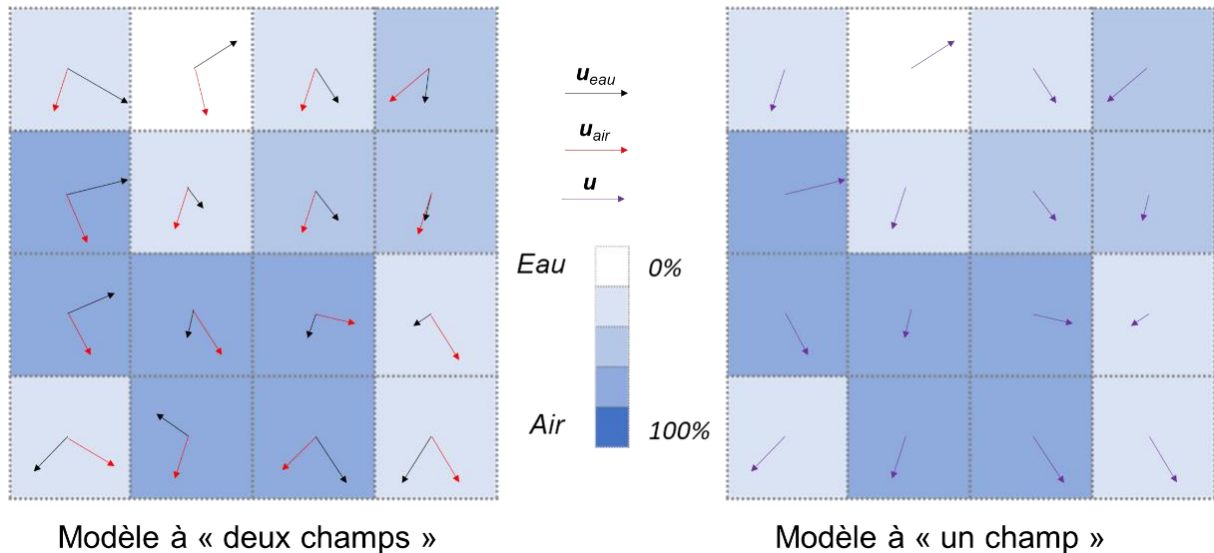


Figure 14 - Illustration des champs des vitesses suivant l'approche de modélisation à un ou deux champs

Evidemment, dans les écoulements diphasiques réels, les mouvements des fluides ne se passent pas de manière complètement indépendante. Ainsi, si l'on souhaite simuler la dynamique de ces écoulements, il faudra intégrer au modèle les interactions entre les deux phases partageant le domaine de calcul. Les termes M_ϕ présents dans l'Eq. (26) représentent justement la modélisation des efforts résultant du transfert de quantité de mouvement entre les phases. On suppose ici que tout effort transféré d'une phase à l'autre équivaut exactement à sa réaction dans le sens inverse. On accomplit ainsi un couplage à deux voies (Rusche (2002)) entre les phases.

Dans l'objectif de reproduire les écoulements dispersés, la formulation des termes M_ϕ devrait constituer, au sein des cellules de calcul, la somme des forces subies par les bulles (ou gouttes) en mouvement dans le milieu continu. Une réflexion analytique sur la dynamique du transport d'une bulle individuelle, immergée dans un liquide doté d'un champ de vitesses arbitraire, permet de repérer comme plus pertinents les effets de la traînée, de l'ajout de masse virtuelle (c'est-à-dire, la masse du volume d'eau déplacée par la bulle) et de la portance (Figure 15, Eq.(27)). En outre, des efforts issus de la procédure de moyennage tels que la traînée (Rusche (2002)) et la dispersion turbulentes (Marschall (2011)), ainsi que les interactions inter-particulaires, contribuent aussi dans la dynamique de l'écoulement, mais seront négligés pour la suite.

$$\frac{M_{air}V_{bulle}}{\alpha_{air}} = \mathbf{F}_{traînée} + \mathbf{F}_{masse virtuelle} + \mathbf{F}_{portance} \quad (27)$$

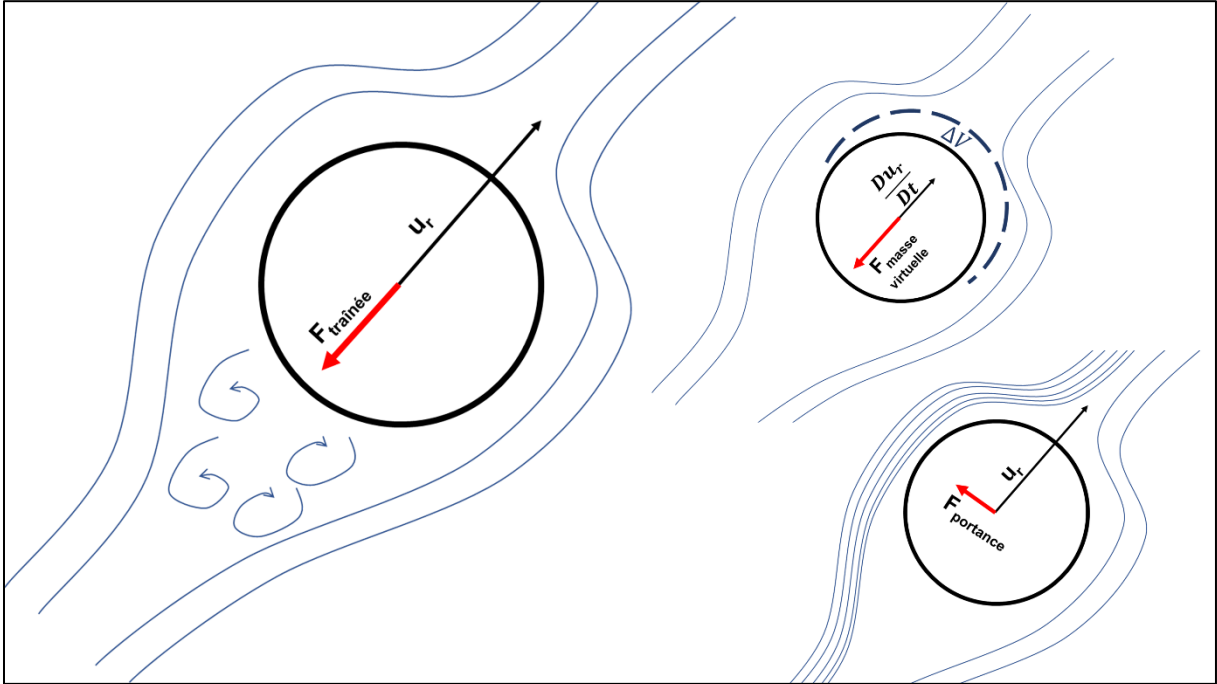


Figure 15 - Représentation des forces de traînée, portance et de la masse ajoutée

Les forces présentes dans l'Eq. (27) peuvent ensuite être modélisées de façon générique (Rusche (2002)) par les termes des Eqs (28) - (30). On note que ces équations sont énoncées pour le cas des bulles dispersées dans l'eau. Si l'écoulement était constitué de gouttes dispersées dans l'air, les indices « air » devraient être remplacés par « eau », et vice-versa.

$$\mathbf{F}_{traînée} = \frac{1}{2} \rho_{eau} A_p C_D |\mathbf{u}_r| \mathbf{u}_r \quad (28)$$

$$\mathbf{F}_{masse virtuelle} = C_{vm} \rho_{eau} V_{bulle} \left(\frac{D_{air} \mathbf{u}_{air}}{Dt} - \frac{D_{eau} \mathbf{u}_{eau}}{Dt} \right) \quad (29)$$

$$\mathbf{F}_{portance} = C_l \rho_{eau} V_{bulle} \mathbf{u}_r \times (\nabla \times \mathbf{u}_{eau}) \quad (30)$$

Dans les équations précédentes, A_p représente la surface projetée de la bulle dans la direction de la vitesse relative $\mathbf{u}_r = \mathbf{u}_{eau} - \mathbf{u}_{air}$. Les termes D_{ϕ}/Dt représentent la dérivée particulaire. Les coefficients de traînée C_D , de masse virtuelle C_{vm} et de portance C_l sont finalement estimés par des relations empiriques. Les modèles de coefficient de traînée sont souvent exprimés par une fonction du nombre de Reynolds

des bulles $Re_b = d_{bulle}|\mathbf{u}_r|/\nu_{eau}$ (e.g. Schiller & Naumann (1933)), tandis que les coefficients de portance dépendent également du nombre de Eötvös $Eo = (\rho_{eau} - \rho_{air})gd^2_{bulle}/\sigma$. Le coefficient de masse virtuelle est de son côté supposé constant et égal à 0,5 pour des bulles de forme sphérique.

➤ Taille et la forme des particules dispersées

Par définition, les approches de simulation diphasiques avec modélisation d'interface comme le TFM ne sont pas censées résoudre individuellement les interfaces présentes dans l'écoulement physique. Un grand nombre d'informations, e.g. la distribution de tailles des particules dispersées, leurs vitesses individuelles et leurs formes, est perdu lors de l'opération de moyennage au sein des volumes finis. Or, ces informations seraient de grande valeur dans l'évaluation des termes de transfert de quantité de mouvement \mathbf{M}_ϕ , puisqu'ils dépendent fortement des dimensions des particules.

Les deux hypothèses les plus simplificatrices utilisées dans la détermination des termes \mathbf{M}_ϕ consistent en la supposition que les particules ont toutes une forme sphérique et que leur taille moyenne est constante dans le temps et dans l'espace. Ces deux hypothèses constituent des approximations peu réalistes pour un grand nombre d'écoulements diphasiques. Ainsi, l'adoption d'une taille moyenne unique des particules de l'écoulement dispersé est potentiellement très impactante dans la résolution numérique, et pourrait dans certains cas nuire aux capacités prédictives du modèle.

De cette façon, le développement des modèles visant à prédire la distribution des tailles et des formes des particules dispersées pourrait contribuer à l'obtention d'un calcul plus précis de la dynamique des écoulements dispersés. Le concept des modèles de *population balance* introduit à partir de l'équation de Boltzmann, qui cherche à obtenir une distribution statistique des molécules dans l'espace, a alors été appliqué dans la résolution de la fonction de distribution des tailles de bulles $f(\xi, \mathbf{x}, t)$, qui suit une équation de transport générique dans la forme de l'Eq. (31).

$$\frac{\partial f(\xi, \mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(\xi, \mathbf{x}, t)f(\xi, \mathbf{x}, t)) = \sum_j \mathcal{S}_j \quad (31)$$

La fonction de distribution de tailles de bulles $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ est définie dans l'espace tridimensionnel \mathbf{x} , dans le temps t , ainsi que pour un vecteur de dimensions interne caractérisant les propriétés des particules, comme le diamètre, l'aire d'interface, le volume, entre autres. Les termes \mathcal{S}_j représentent les sources et puits de la fonction $f(\xi, \mathbf{x}, t)$, issus des phénomènes de division et coalescence des particules. Dans la pratique, la fonction $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ peut être représentée de plusieurs façons sous deux méthodologies principales : la méthode des moments et la méthode des classes (Cheung, et al. (2009)). Selon Cheung, et al. (2009) la méthode des classes est plus directement applicable dans le cadre de la CFD, et la fonction continue $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ peut être discrétisée comme dans l'Eq. (32) dans une série de groupes de tailles $(\xi - r_j)$.

$$f(\xi, t) \approx \sum_j N_j \delta_D(\xi - r_j) \quad (32)$$

Où δ_D représente le delta de Dirac et N_j la magnitude de chaque intervalle $(\xi - r_j)$. Donc, pour chaque indice j , on doit résoudre une équation de transport additionnelle. L'approche la plus simple et la moins demandeuse en ressources de calcul est de suivre le transport d'une seule variable décrivant la taille (instantanée et locale) moyennée dans le volume de contrôle des particules. Un exemple notable est le modèle IATE (*Interfacial Area Transport Equation*) de Ishii, et al. (2005) qui modélise le transport de l'aire moyenne des interfaces a_i .

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{air} a_i) = \sum_j \mathcal{S}_j \quad (33)$$

Où la taille moyenne locale des bulles a_{bulle} peut être dérivée de la densité des bulles N définie par :

$$N = \frac{\alpha_{air}}{V_b} = \frac{1}{36\pi} \frac{a_i^3}{\alpha^2} \quad (34)$$

D'autres méthodes de classe plus détaillées incluent les formulations homogène de Lo (1998) et inhomogène de Krepper, et al. (2008) du modèle MUSIG (*Multiple Size Group*). Dans cette approche, la distribution de taille de bulles est discrétisée par des groupes de taille de bulles N_b , pour des valeurs de $b = 1, 2, 3, \dots$. Chaque groupe respecte alors sa propre équation de transport, sous la forme de l'Eq. (35).

$$\frac{\partial N_b}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_b N_b) = \sum_j \mathcal{S}_j \quad (35)$$

Dans le modèle MUSIG homogène, il est supposé que les vitesses \mathbf{u}_b sont identiques pour tous les groupes de tailles N_b . Dans la formulation inhomogène, plus réaliste, les différentes tailles de bulles sont transportées avec des vitesses différentes. Ceci consomme évidemment une quantité plus importante de ressources de calcul. En outre, le modèle MUSIG doit respecter la relation (36) qui garantit la conservation de la masse (V_b représentant le volume des bulles du groupe b).

$$\sum_b N_b V_b = \alpha_{air} \quad (36)$$

Dans le cas des écoulements dispersés, incompressibles et isothermes, les termes source et puits \mathcal{S}_j de l'aire d'interface moyenne (33) ou du nombre de bulles d'une certaine taille (35) sont issus de manière générale de trois mécanismes physiques, selon Wu, et al. (1998) :

- ❖ La collision entre deux bulles ou plus, générant leur coalescence et la formation d'une bulle de plus grande taille. Ceci s'exprime dans un terme source dans les groupes des bulles plus grandes et dans un terme puits dans les groupes de bulles plus petites et dans l'aire d'interface.
- ❖ L'entraînement des petites bulles dans le sillage d'une plus grande bulle, provoquant leur coalescence. L'expression de ce phénomène dans les Eqs. (33) et (35) est analogue au premier mécanisme.
- ❖ Rupture des bulles par cisaillement turbulent. Ceci se traduit dans un terme source pour les équations d'aire d'interface moyenne et de groupe des petites bulles ; pour les groupes de grandes bulles ce mécanisme consiste en un terme puits.

Plus de détails sur la modélisation de ces termes peuvent être trouvés dans Wu, et al. (1998) et Cheung, et al. (2009).

2.1.3 Bilan

Jusqu'à ce point, les principaux modèles mathématiques pour la simulation d'écoulements diphasiques dans le cadre de la méthode des volumes finis ont été

présentés. L'utilisation de chacune des approches décrites précédemment est néanmoins, d'un point de vue pratique, limitée par la morphologie de l'écoulement cible. Si, d'un côté, le *Two-Fluid Model* et le *Mixture Model* sont, par leurs conceptions, adaptés à résoudre plutôt des écoulements en régime dispersé, le *Volume of Fluid* atteint de meilleurs résultats lorsque le système diphasique se présente de façon ségréguée.

Or, on peut affirmer avec certitude que la plupart des écoulements aérés évoqués lors des chapitres précédents, observés dans la nature et dans de nombreux ouvrages hydrauliques, contient simultanément des portions en régimes ségrégué et dispersé (Figure 16). En pratique, ces écoulements ne pourraient donc pas être modélisés de manière satisfaisante par une seule approche de calcul diphasique. Ainsi, on retrouve dans la littérature un certain nombre de travaux de recherche visant à contourner cette problématique. Ces travaux proposent notamment un couplage entre une méthode avec identification d'interface à une autre avec modélisation d'interface, permettant ainsi une représentation simultanée des deux régimes d'écoulement. Il est souhaitable que ce couplage soit implémenté avec un critère de transition de régimes, suffisamment capable de détecter localement la fermeture du modèle la plus adaptée.

Un autre facteur clé dans la simulation des écoulements aérés est le choix de l'approche de modélisation de la turbulence. Comme déjà évoqué dans le chapitre 1, l'apparition des mécanismes pilotant le phénomène l'entraînement d'air dispersé, qu'il soit issu d'une aération de surface ou localisée, est fortement liée aux efforts issus des fluctuations turbulentes du champ de vitesses, qui doivent surpasser les efforts stabilisants de la gravité et de la tension de surface pour que l'aération ait lieu. De cette manière, si l'on fixe comme objectif la reproduction numérique des mécanismes physiques d'aération, le modèle devrait impérativement être capable de reproduire les perturbations du champ de vitesses, qui généreront, à leur tour, les instabilités au niveau de la surface libre menant à l'entraînement d'air.



Figure 16 – Chute d'eau en sortie de collecteur générant l'aération localisée (à gauche, photographie de Dr. Sandra Isel) ; évacuateur de crue présentant le phénomène d'auto-aération (à droite, Source : Freelmages)

2.2 Turbulence et couplage d'approches diphasiques

Cette section est dédiée à un bref rappel des principes fondamentaux des différentes méthodologies de modélisation de la turbulence, et ensuite des principaux développements sur les simulations d'écoulements aérés, en lien avec la méthodologie sélectionnée.

2.2.1 Les approches de modélisation de la turbulence

➤ L'approche RANS

Le champ de vitesses d'un écoulement turbulent est caractérisé par son aspect très instable et chaotique. Cette caractéristique rend extrêmement difficile (voire impossible) l'obtention d'une prévision déterministe de l'évolution spatiale et temporelle de l'écoulement. En plus, on observe dans ces écoulements un spectre d'échelles de vitesses (ou de structures tourbillonnaires cohérentes) assez large, couvrant plusieurs ordres de grandeur. Ce fait écarte la possibilité de réaliser systématiquement des simulations numériques directes (ou *DNS*) résolvant tous les détails du champ de vitesse, dû au besoin d'une quantité irréaliste de cellules de calcul pour le réussir.

Historiquement, le manque de ressources de calcul disponible a dicté la direction de la recherche vers une description statistique des champs de vitesse turbulents. Ceci a abouti à des développements significatifs dans cette thématique, notamment avec la conception de modèles de turbulence permettant d'obtenir des résultats moyens prédictifs. Le développement de ces modèles a pour origine la célèbre décomposition de Reynolds du champ de vitesses (Eq. (37)), de laquelle ont été dérivées les équations moyennées de Reynolds (ou *RANS* de l'anglais *Reynolds-Averaged Navier Stokes*), exprimées dans l'Eq. (38).

$$\mathbf{u}(x, t) = \bar{\mathbf{u}}(x) + \mathbf{u}'(x, t) \quad (37)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\nu \nabla \bar{\mathbf{u}}) + \mathbf{g} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (38)$$

La décomposition de Reynolds consiste à redéfinir le champ de vitesses comme la somme de sa moyenne $\bar{\mathbf{u}}(x)$ et de ses fluctuations $\mathbf{u}'(x, t)$ temporelles (Figure 17).

Ainsi, en substituant chaque terme dans l'Eq. (13) par l'Eq. (37) et en appliquant une opération de moyenne, on arrive aux RANS dans l'Eq. (38), compte tenu notamment du fait que la moyenne des fluctuations des vitesses vaut 0. On note que les équations moyennées de Navier-Stokes ont une forme identique aux équations originales, à l'exception de l'apparition du dernier terme à droite dans l'Eq. (38). Ce terme représente alors l'inclusion des effets de fluctuation du champ de vitesses dans la conservation de la quantité de mouvement du champ moyen. La variable $\overline{u'u'}$ est conventionnellement appelée le « tenseur de contraintes de Reynolds », et sa valeur n'est pas connue *a priori*. Il s'agit de la moyenne temporelle de la contrainte de cisaillement turbulente. Le nombre de variables inconnues (les 3 dimensions du vecteur \mathbf{u} , les 3 dimensions du vecteur \mathbf{u}' et la pression p) dépasse alors le nombre d'équations indépendantes pilotant le système (les 3 dimensions de Navier-Stokes et l'équation de continuité).

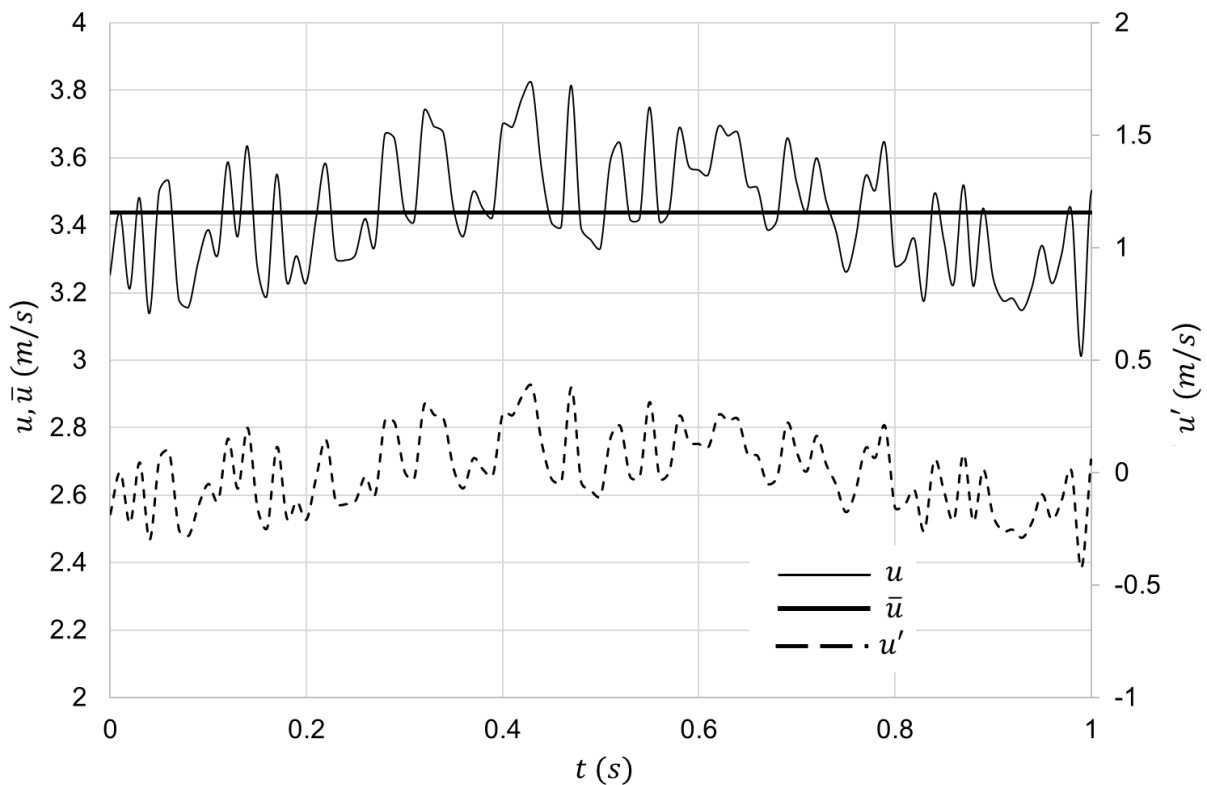


Figure 17 - Exemple de l'évolution temporelle d'un champ de vitesse unidimensionnel, avec sa moyenne temporelle et les fluctuations

Traditionnellement, dans un souci de « fermer » le système d'équations RANS, on adopte l'hypothèse de Boussinesq (1877), qui dicte que, de manière analogue à la loi de viscosité de Newton, le déviateur du tenseur de contraintes de Reynolds est

proportionnel au tenseur du taux de déformation moyen du champ de vitesses $\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2}(\nabla\bar{\mathbf{u}} + \nabla\bar{\mathbf{u}}^T)$.

$$-\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} + \frac{2}{3}k\mathbf{I} = \nu_t(\nabla\bar{\mathbf{u}} + \nabla\bar{\mathbf{u}}^T) \quad (39)$$

$$k = \frac{1}{2} \text{tr}(\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}) \quad (40)$$

Où sont représentées la matrice identité \mathbf{I} et l'énergie cinétique turbulente spécifique k , définie dans l'Eq. (40) comme la moitié de la trace du tenseur de Reynolds. La raison de proportionnalité de l'Eq. (39) ν_t est alors appelée la viscosité turbulente. On note que, contrairement à la viscosité cinématique ν , la valeur de ν_t n'est pas une caractéristique constante des fluides newtoniens, mais une fonction des caractéristiques de l'écoulement, variable dans le temps et dans l'espace.

Il reste encore à définir la valeur ν_t . Une analyse dimensionnelle permet d'affirmer que la viscosité turbulente pourrait être exprimée comme le produit d'une vitesse caractéristique u^c par une valeur de longueur L^c . Des nombreuses décennies de recherche ont abouti au développement des modèles de turbulence dits à deux équations, popularisés après l'introduction du modèle $k-\varepsilon$ standard de Launder & Sharma (1974), constituant l'approche la plus utilisée dans la simulation des écoulements turbulents. Son principe de conception consiste en l'établissement de l'équation de transport de deux variables propres au champ de vitesses turbulent, desquelles on peut dériver la définition des u^c et L^c , pour enfin construire le champ de ν_t .

On écrit par exemple dans les Eqs. (41)-(44) la forme générale de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε pour le modèle $k-\varepsilon$ standard, ainsi que les relations permettant de construire u^c , L^c et ν_t .

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}k) = -\nabla \cdot \mathbf{T}' + \mathbf{P} - \varepsilon \quad (41)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\varepsilon) = -\nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\mathbf{P}\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (42)$$

$$u^c \sim \sqrt{k} \quad (43)$$

$$L^c \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (44)$$

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (45)$$

$$\varepsilon = 2\nu \overline{(\nabla u' + \nabla u'^T)^2} \sim \frac{u_0^3}{L_0} \quad (46)$$

Où T' représente le flux, et P la production d'énergie cinétique turbulente, qui est proportionnelle au taux de déformation du champ de vitesses moyen. L'équation de transport de ε du modèle standard a été majoritairement dérivée de manière empirique, où les variables $\sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ et C_μ sont des constantes ajustées en fonction des résultats expérimentaux. Ceci a été possible, comme l'indique l'Eq. (46), grâce à la correspondance de ε au flux de transfert d'énergie dans la cascade de Kolmogorov (Pope (2000)), ce qui permet de l'exprimer en fonction des échelles de vitesse u_0 et de longueur L_0 des grands tourbillons présents dans l'écoulement.

Un grand nombre d'autres modèles de turbulence à deux équations a été développé au cours des années, soit en implémentant des modifications dans les équations de k et ε (Yakhot, et al. (1992), Shih, et al. (1994)), soit même en modifiant le choix des variables représentatives des statistiques turbulentes (e.g. les modèles $k-\omega$ de Wilcox (2008) ou $k-kL$ de Menter & Egorov (2007)). Néanmoins, même si les résultats fournis par les modèles peuvent différer, on peut affirmer que, de manière globale, tous ces modèles sont équivalents en termes de quantité d'informations qu'ils seraient capables de délivrer. En effet, le résultat espéré d'une simulation d'écoulement avec l'approche RANS fermée par un modèle de turbulence à deux équations est l'observation d'un régime d'écoulement statistiquement permanent représenté par un champ de vitesses moyen et stationnaire. Toute fluctuation turbulente du champ de vitesses indique la non-convergence du modèle numérique, et est ainsi indésirable.

Remarque : Les mécanismes d'entraînement d'air dans les écoulements diphasiques étant des phénomènes hautement transitoires, leur simulation numérique ne serait en théorie pas possible en adoptant l'approche RANS. Les modèles de

turbulence à deux équations, construits pour annuler toute fluctuation temporelle du champ de vitesses, empêcheraient donc la naissance et le développement des perturbations de la surface libre.

➤ L'approche LES

Une approche alternative pour le calcul numérique des écoulements turbulents intégrant les caractéristiques transitoires du champ de vitesses est la simulation des grandes échelles (ou *LES* de l'anglais *Large Eddy Simulation*). Comme dans l'approche RANS, la méthode LES est basée sur une décomposition du champ de vitesses instantané, où l'une des parties sera résolue numériquement avec les équations de Navier-Stokes, et l'autre partie, non-résolue, sera modélisée et intégrée à la solution finale.

Dans ce cas-ci, la décomposition est réalisée non pas par un moyennage, mais par une opération de filtrage (Figure 18). Le filtre $G(r)$ laisse ainsi passer les perturbations de relative basse fréquence – correspondant au mouvement des tourbillons larges – et retient comme résidu les perturbations issues des tourbillons plus petits, dotés d'une moindre énergie cinétique. Le champ de vitesses $\mathbf{u}(x, t)$ peut alors être exprimé comme la somme de la partie filtrée $\tilde{\mathbf{u}}(x, t)$ et de son résidu $\hat{\mathbf{u}}(x, t)$, comme l'indique l'Eq. (47).

$$\mathbf{u}(x, t) = \tilde{\mathbf{u}}(x, t) + \hat{\mathbf{u}}(x, t) \quad (47)$$

$$\tilde{u}(x) = G * u(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(r)u(x - r)dr \quad (48)$$

$$G(r) = \left(\frac{6}{\pi\Delta^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{6r^2}{\Delta^2}\right) \quad (49)$$

Formellement, le champ de vitesses filtré $\tilde{\mathbf{u}}(x, t)$ est obtenu par une opération de convolution entre la fonction G et le champ de vitesses originel $\mathbf{u}(x, t)$. Par simplicité, l'Eq. (48) affiche cette opération dans le cas d'un champ unidimensionnel et stationnaire. L'Eq. (49) montre la fonction G sous la forme d'un filtre gaussien, dont l'allure est assez proche des filtres utilisés dans le développement des modèles LES. Ici, la variable Δ représente la largeur du filtre, qui est souvent définie comme une mesure de l'échelle des cellules de calcul définies dans le maillage.

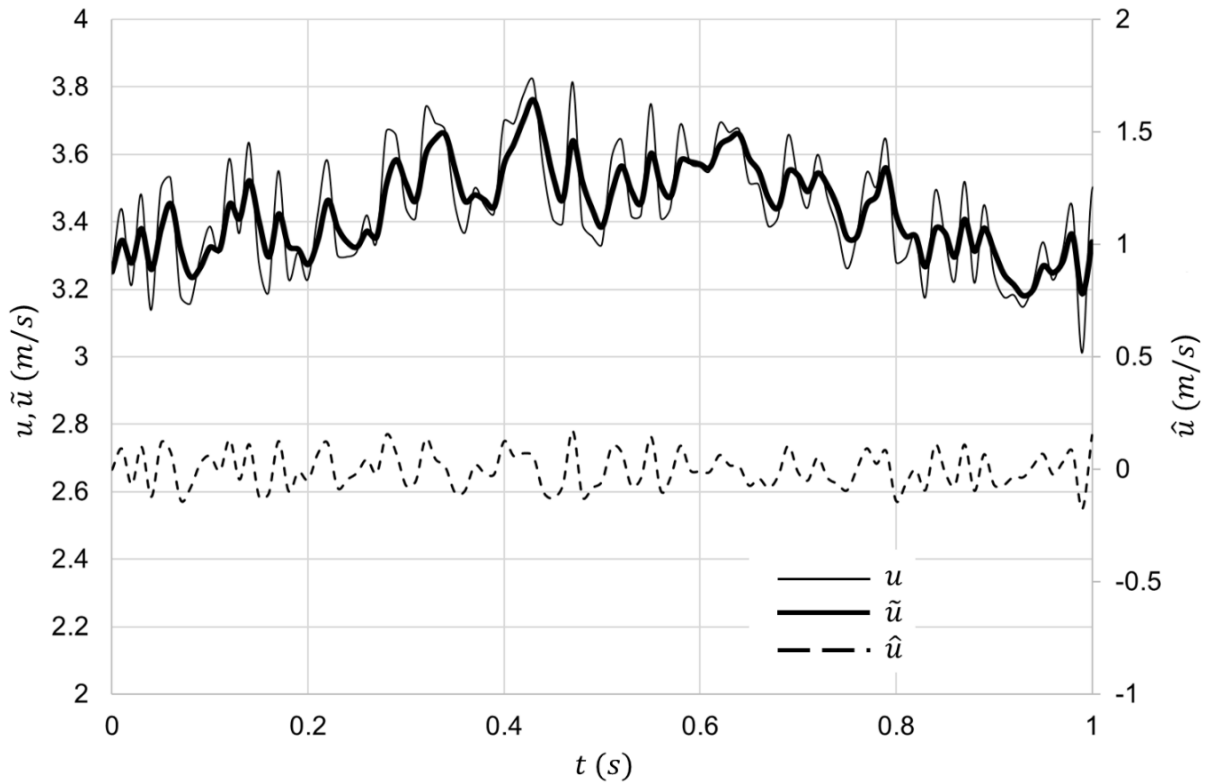


Figure 18 - Exemple de l'évolution temporelle d'un champ de vitesse unidimensionnel, du même champ filtré et des résidus

Les équations de conservation de quantité de mouvement pour le champ de vitesses filtré sont alors écrites dans l'Eq. (50). On note qu'elles sont valables seulement dans le cas où le filtre utilisé est uniforme dans l'espace, conférant ainsi la propriété de commutation entre l'opération de filtrage et de différentiation.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) = -\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} + \nabla \cdot (\nu \nabla \tilde{\mathbf{u}}) + \mathbf{g} - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{LES} \quad (50)$$

Où $\boldsymbol{\tau}_{LES}$ représente le tenseur de contraintes résiduelles apparaissant avec l'opération de filtrage, qui provient du fait que le filtrage du produit des vitesses est différent du produit des vitesses filtrées (Eq. (51)).

$$\boldsymbol{\tau}_{LES} = (\overline{\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}}) - (\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) \quad (51)$$

On observe que le tenseur de contraintes de Reynolds $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ présent dans les RANS est issu d'une relation analogue à celle de l'Eq. (51). Ainsi, en remplaçant l'opération de filtrage par celle de moyennage, on obtient l'Eq. (52).

$$\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \boldsymbol{\tau}_{RANS} = (\overline{\mathbf{u}\mathbf{u}}) - (\overline{\mathbf{u}}\overline{\mathbf{u}}) \quad (52)$$

Comme c'était le cas pour l'approche RANS, il reste à définir un moyen de fermer le système d'équations de la méthode LES en implémentant un modèle capable de décrire les contraintes résiduelles τ_{LES} . On fait encore une fois appel à un modèle de viscosité turbulente ν_t , mettant en relation cette fois-ci τ_{LES} avec le tenseur de taux de déformation du champ de vitesses filtré $\tilde{\mathcal{S}}$ (Eq. (53)).

$$\tau_{LES} = -\nu_t(\nabla\tilde{\mathbf{u}} + \nabla\tilde{\mathbf{u}}^T) = -2\nu_t\tilde{\mathcal{S}} \quad (53)$$

Dans le modèle de Smagorinsky (1963), la viscosité turbulente est alors modélisée suivant l'Eq. (54).

$$\nu_t = l_s^2(2\tilde{\mathcal{S}}\tilde{\mathcal{S}})^{1/2} \quad (54)$$

Où l_s est l'échelle de Smagorinsky. Cette échelle est proportionnelle à la largeur de filtre Δ par biais d'une constante de proportionnalité du modèle C_s . Une analyse dimensionnelle permet d'estimer $C_s = 0,17$ pour des écoulements à haut-Reynolds, compte tenu du fait que Δ se trouve au sein de l'intervalle inertiel des échelles des tourbillons (ce qui correspond à la zone « -5/3 » dans la cascade d'énergie de Kolmogorov). Ce modèle tient compte ainsi de la dissipation turbulente provoquée par les perturbations du champ de vitesses dont l'échelle est inférieure à la largeur du filtre Δ , qui dans des cas pratiques peut être approximée par l'échelle unidimensionnelle des cellules de discrétisation du domaine de calcul. Les perturbations du champ de vitesses $\mathbf{u}(x, t)$ possédant une échelle supérieure à Δ sont alors directement résolues dans l'Eq. (50), dotant ainsi le champ de vitesses filtré $\tilde{\mathbf{u}}(x, t)$ d'une qualité intrinsèquement transitoire.

L'obtention d'informations détaillées sur l'aspect multi-échelles et transitoire de l'écoulement au moyen de la méthode LES vient évidemment avec un certain coût : la densité du maillage nécessaire est entre 10 et 100 fois plus importante en comparaison avec celle demandée par l'approche RANS. Selon Pope (2000), un maillage adéquat devrait être capable de résoudre les tourbillons dotés d'au moins 80% de l'énergie cinétique turbulente du système. En plus, contrairement à la méthode RANS, l'estimation des valeurs moyennes n'est pas fournie directement ; il faut stocker les valeurs instantanées calculées à chaque pas de temps et y appliquer l'opération de moyennage, ce qui peut s'avérer très consommateur en ressources de calcul.

L'utilisation d'un maillage moins raffiné que celui préconisé par Pope (2000) est en quelque sorte courante dans la pratique, du fait notamment du manque de temps ou de ressources de calcul, allié au besoin de détecter des caractéristiques transitoires dans l'écoulement. Cette approche, qui consiste à sélectionner une fermeture des contraintes résiduelles de type LES avec un maillage insuffisamment raffiné est communément appelée VLES (*Very Large Eddy Simulation*). Comme noté par Fröhlich & von Terzi (2008), cette stratégie ne fournit pas des résultats fiables. On retrouve néanmoins dans la littérature l'application de ce terme dans un sens plus étendu, allant de la simple non-inclusion d'une approche de fermeture (Elliott & Smolarkiewicz (2002)) jusqu'à l'utilisation de modèles expressément développés pour des maillages plus grossiers (Kelly, et al. (2018)).

➤ Les approches hybrides RANS/LES

Des nombreux développements dans le couplage des approches RANS et LES ont été observés lors de deux dernières décennies (Fröhlich & von Terzi (2008)), motivés par le fait que l'obtention d'une description transitoire de l'écoulement n'est pas nécessairement indispensable dans l'ensemble du domaine de calcul. Ainsi, l'approche RANS serait adoptée au sein des zones de l'écoulement où une résolution statistique suffit, tandis que les zones où les caractéristiques transitoires sont d'intérêt, seraient modélisées par la méthode LES. D'un point de vue numérique, l'implémentation d'une méthode hybride RANS/LES n'apporte pas de complications majeures. Une comparaison des équations de conservation de quantité de mouvement dérivées pour l'approche RANS (Eq. (38)) et pour l'approche LES (Eq. (50)) démontre une similarité exceptionnelle entre chaque terme. En effet, les opérations de filtrage et moyennage utilisées pour déduire ces équations ne sont pas explicitement énoncées dans leurs implémentations dans l'outil de calcul numérique. La procédure de résolution des champs de vitesses $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ et $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$ est donc, d'un point de vue numérique, identique pour les deux approches. De cette manière, le couplage des méthodes serait réussi simplement en basculant la définition de ν_t à chaque zone, en fonction de leurs positions au sein du domaine de calcul.

On cite ici, notamment, la méthode DES (*Detached Eddy Simulation*) implémentant le couplage entre approches RANS et LES, qui s'est révélée attrayante pour la modélisation d'une large variété d'écoulements (Toro, et al. (2017)). La

principale caractéristique de cette méthodologie est de définir une fermeture RANS dans les zones proche paroi (où sont présents les plus petits tourbillons) et d'implémenter l'approche LES dans les zones loin des murs. Ainsi, les petits tourbillons formés dans la couche limite seraient directement modélisés, tandis que la plupart des grands tourbillons au-dessus serait résolue. On illustre son fonctionnement en affichant dans l'Eq. (55) l'équation de transport de k dans le modèle $k-\omega$ SST-DES, qui inclut la stratégie du DES dans le modèle RANS classique $k-\omega$ SST de Menter, et al. (2003).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}k) = -\nabla \cdot \mathbf{T}' + \mathcal{P} - (\beta^* \omega k) F_{DES} \quad (55)$$

$$F_{DES} = \max\left(\frac{L^c}{C_{DES}\Delta}(1 - F_2), 1\right) \quad (56)$$

$$F_2 = \tanh\left[\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y_w}, \frac{500\nu}{y_w^2 \omega}\right)\right]^2\right] \quad (57)$$

Où F_{DES} , exprimé dans l'Eq. (56), est la fonction pilotant la transition d'approches RANS et LES. Ceci est fait à l'aide de la fonction F_2 (Eq. (57)), qui prend la valeur de 1 à proximité des parois (donc imposant $F_{DES} = 1$, ce qui réduit l'Eq. (55) à sa forme originale), et la valeur 0 dans les positions plus éloignées des murs, ainsi amplifiant le terme de dissipation d'énergie cinétique turbulente modélisée k . De cette manière, le terme puits d'énergie est augmenté lorsque $F_{DES} > 1$, ce qui réduit localement les valeurs de k et de ν_t . Les variables β^* et C_{DES} sont des constantes propres au modèle et y_w est la distance perpendiculaire du point par rapport au mur le plus proche.

Les méthodologies hybrides de modélisation de la turbulence comme la DES possèdent alors un fort potentiel d'utilisation dans le calcul des mécanismes d'écoulement aérés, puisque le phénomène d'entraînement d'air arrive généralement dans une zone plutôt éloignée des parois. Or, c'est justement dans cette région où réside le besoin de résolution des structures turbulentes, qui vont à leur tour déclencher les perturbations de la surface libre et générer les mécanismes d'aération.

➤ Bilan

En ce qui concerne la reproduction du phénomène d'entraînement d'air dans les modèles diphasiques, l'approche de simulation RANS ne semble pas adaptée à résoudre des écoulements aérés où l'on observe une transition de régimes ségrégué/dispersé, puisque le modèle de turbulence implémenté aura tendance à sur-atténuer les perturbations du champ de vitesses pilotant les différents mécanismes d'entraînement d'air.

La résolution directe des fluctuations turbulentes du champ de vitesses serait ainsi mieux accomplie avec une approche de modélisation LES. Cette approche est pourtant très demandeuse en ressources de calcul. La réalisation des simulations avec des méthodes hybrides RANS/LES et la méthode VLES (c'est-à-dire, sans inclusion de terme de viscosité turbulente) représente un compromis entre résolution des structures turbulentes et coût des simulations.

2.2.2 Couplage d'approches diphasiques 1 : RANS + Source d'injection d'air

Malgré les remarques précédentes, il est indéniable que l'approche RANS constitue une méthodologie encore très attrayante du point de vue du modélisateur. Il s'agit d'une méthode d'utilisation relativement facile, très peu demandeuse en ressources de calcul et dont les modèles existants profitent de plusieurs décennies de perfectionnement.

On observe alors la création d'une branche de la recherche visant au développement des modèles d'entraînement d'air intégrés dans une logique RANS : au lieu donc de résoudre explicitement les fluctuations du champ de vitesses, les perturbations dans la surface libre et les mécanismes d'entraînement d'air, cette classe de modèles propose de simuler ces mécanismes par l'injection d'un débit d'air moyen dans la phase eau à partir de l'ajout d'un terme source massique.

L'un des premiers travaux adoptant cette approche est présenté par Moraga, et al. (2008). Leur modèle diphasique consistait en un couplage de deux approches. D'un côté, l'écoulement à surface libre est calculé avec une méthode *Level-set* monophasique, c'est-à-dire, seules les fractions du domaine occupées par la phase liquide sont résolues, tandis que la phase continue gazeuse ne sert qu'à imposer une

condition de pression sur les interfaces. De l'autre côté, le transport des bulles dispersées dans l'eau est modélisé par une approche TFM intégrant un modèle de *population balance*. Les bulles constituent alors un champ d'écoulement polydispersé avec un diamètre caractéristique de bulle $d_{bulle,b}$, où $b = 1, 2, 3, \dots$. L'équation de transport de la concentration du nombre de bulles N_b de diamètre $d_{bulle,b}$ est alors écrite dans l'Eq. (58), où le phénomène de coalescence est négligé.

$$\frac{\partial N_b}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{air} N_b) = \varepsilon_b + \mathcal{B}_b^+ + \mathcal{B}_b^- \quad (58)$$

Où \mathcal{B}_b^+ et \mathcal{B}_b^- sont respectivement les termes sources et puits dus au processus de rupture des bulles et ε_b est le terme source de bulles dû au phénomène d'entraînement d'air, ici modélisé par l'Eq. (59).

$$\varepsilon_b(\mathbf{x}) = C_B f_e(d_{bulle,b}) \Delta d_{bulle,b} \quad (59)$$

La variable C_B représente une constante du modèle pilotant l'intensité de l'entraînement d'air, $f_e(d_{bulle,b})$ est la fonction de densité pour les bulles de diamètre $d_{bulle,b}$ et $\Delta d_{bulle,b}$ est la largeur discrète de l'histogramme. La fonction $f_e(d_{bulle,b})$ peut être approximée, dans le cas d'une déferlante entraînant de l'air, par le spectre de distribution de taille des bulles mesuré par Deane & Stokes (2002) dans l'Eq. (60). On note que cette distribution de tailles est valable pour les bulles immédiatement entraînées, mais qu'elle peut changer en fonction de l'écoulement.

$$f_e(d_{bulle,b}) = \begin{cases} (d_{bulle,b}/2)^{-3/2} & \text{si } (d_{bulle,b}/2) < D_h \\ (d_{bulle,b}/2)^{-10/3} & \text{si } (d_{bulle,b}/2) \geq D_h \end{cases} \quad (60)$$

Où D_h est l'échelle de Hinze, définie dans l'Eq. (61). Ceci représente la limite supérieure de taille de bulle, en-dessous de laquelle la dynamique est dominée par l'effort dû à la tension de surface. Les bulles plus petites que D_h ne peuvent donc pas subir une rupture générée par les tourbillons présents dans l'écoulement.

$$D_h = 2^{-8/5} \varepsilon^{-2/5} (\sigma We_c / \rho)^{3/5} \quad (61)$$

Dans leur implémentation, Moraga, et al. (2008) ont approximé $D_h = 1 \text{ mm}$. Enfin, il reste à définir sous quelles conditions et sur quelles localisations le terme source ε_b devrait s'activer. Moraga, et al. (2008) établissent alors l'un des critères énoncés dans

l'Eq. (62), basés sur l'observation que la vitesse minimale de remontée des bulles d'air dispersées dans l'eau $v_{b,m} = 0,22 \text{ m/s}$.

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{eau} \cdot \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|} > v_{b,m} \\ \mathbf{u}_{eau} \cdot \mathbf{n}_S > v_{b,m} \end{cases} \quad (62)$$

Où \mathbf{n}_S représente le vecteur unitaire normal à la surface libre.

Le critère de l'Eq. (62) est néanmoins très approximatif, établissant une source binaire d'entraînement d'air. Dans l'objectif de fournir une expression plus quantitative et générique pour le terme ε_b , Ma, et al. (2011a) ont reformulé l'Eq. (59). La nouvelle relation exprimée dans l'Eq. (63) corrèle la source de débit d'entraînement d'air au gradient de vitesse normale à la surface libre, ainsi qu'à l'intensité de rugosité de l'interface $a \sim k/\mathbf{g}$, qui représente une mesure des perturbations de surface générées par la turbulence de l'écoulement non-résolues par le modèle.

$$\varepsilon_b = \frac{C_B}{\mathbf{g}\varphi_{ent}} \frac{f_e(d_{bulle,b})\Delta d_{bulle,b}}{V_{mb}} k \frac{\partial(\mathbf{u}_{eau}\widehat{\mathbf{n}}_S)}{\partial \mathbf{n}_S} \quad (63)$$

Où $V_{mb} = \sum f_e(d_{bulle,b})\Delta d_{bulle,b}V_b$ est le volume moyen des bulles ($V_b \text{ (m}^3\text{)}$ est le volume des bulles du groupe b) et φ_{ent} (m) est la largeur de la couche sous la surface libre où la source ε_b aura lieu.

Ce modèle a été utilisé et validé par les mêmes auteurs dans une variété d'écoulements à surface libre présentant de l'entraînement d'air, notamment les cas d'un jet d'eau vertical et horizontal en plongeon par Hsiao, et al. (2013), d'un ressaut hydraulique par Ma, et al. (2011a) et Ma, et al. (2011b), et du sillage aval généré par l'écoulement autour d'un bateau Ma, et al. (2011c). Les résultats obtenus étaient encourageants, indiquant une vraie corrélation entre le débit d'air entraîné avec les termes de rugosité d'interface et le gradient de vitesse normale à la surface libre. Le paramètre C_B restait néanmoins à calibrer suivant le type d'écoulement.

La qualité de ces résultats a motivé d'autres chercheurs à implémenter une version de ce modèle d'entraînement d'air dans leurs propres codes de simulation diphasique d'usage habituel. Lors de leurs études sur la transition d'un écoulement ondulé à l'intérieur d'un canal vers un écoulement en bouchon (quand la crête de la vague touche la partie supérieure de canal, formant ainsi des poches intermittentes

d'eau et d'air ; de l'anglais *Slug flow*), Höhne & Hänsch (2015) ont intégré au solveur diphasique AIAD (*Algebraic Interfacial Area Density Model* de Höhne & Vallée (2010)) une version « miroir » du modèle de l'Eq. (63). Dans leur cas, le principal intérêt était de modéliser la formation des gouttes éjectées du corps d'eau principal. La source d'entraînement injectait alors dans le système des gouttes d'eau non-résolues. Ceci a été possible grâce à la formulation originale du solveur AIAD présent dans le logiciel de simulation ANSYS CFX. Il s'agit d'une implémentation de l'approche TFM permettant d'identifier dans l'écoulement les zones correspondant à des régimes ségrégués et dispersés. Le terme ε_b a donc pu être défini simplement comme une source massique de fraction volumique du liquide.

Un autre exemple remarquable est l'implémentation de ε_b dans le solveur *interFoam*, correspondant à l'approche AVOF au sein du logiciel OpenFOAM®, réalisé dans l'étude de Lopes, et al. (2017), cherchant à modéliser le phénomène d'auto-aération dans l'écoulement d'un évacuateur de crue en marches d'escalier. Comme les modèles AVOF ne sont *a priori* pas capables de gérer des écoulements sans résolution d'interface, il a fallu ajouter, en plus du terme source ε_b , une méthode permettant de résoudre l'écoulement en régime dispersé. La stratégie retenue par Lopes, et al. (2017) a été de traiter la phase gazeuse dispersée dans l'eau comme étant une phase distincte de l'air continu au-dessus de la surface libre, c'est-à-dire de rajouter une équation de transport de fraction volumique exclusivement pour la phase dispersée, au sein de laquelle interviendrait la source ε_b . Les interactions entre la phase d'air dispersé et l'eau sont modélisées par une simple méthode algébrique déterminant la vitesse relative entre les phases, basée sur des mesures de la vitesse de remontée des bulles.

En outre, la popularité du modèle de Ma, et al. (2011a) a transcendé son application avec la méthodologie RANS uniquement, et on retrouve dans la littérature des travaux l'utilisant conjointement à une approche transitoire, telle que la LES par Derakhti & Kirby (2014), la DES par Ma, et al. (2011b) ou encore sans aucune modélisation de la turbulence par Hsiao, et al. (2013). On note néanmoins que deux simulations d'un même écoulement adoptant différentes stratégies de modélisation de la turbulence n'auront pas la même constante de proportionnalité C_B , puisque les valeurs statistiques turbulentes non-résolues (k , ε , ω) entre les simulations seront largement écartées. De plus, la valeur de C_B adéquate tendra à changer suivant la

résolution du maillage choisie dans les simulations transitoires, parce que les champs k et y sont aussi sensibles. Dans ces cas, la calibration de C_B devient encore plus compliquée si la méthode transitoire employée permet la résolution d'une partie des mécanismes d'entraînement d'air. Des bulles d'air seront ainsi absorbées « naturellement » dans l'écoulement et contribueront alors dans le calcul de la fraction volumique moyenne. Le volume d'air entraîné par l'Eq. (63) devrait donc être calibré pour compléter la partie non-résolue de l'aération. Bien entendu, ceci n'est pas possible sans une connaissance *a priori* détaillée des résultats de l'écoulement à modéliser.

Un autre inconvénient majeur de cette approche est que le fait d'ajouter un terme source de volume d'air dans le système suppose l'existence d'un réservoir infini d'air en contact avec le corps d'eau. Ceci n'est pas vrai dans le cas d'écoulements diphasiques en milieux confinés, comme dans les réseaux d'assainissement urbains, où la disponibilité d'air peut être limitée. Dans ce contexte, l'utilisation d'un modèle d'entraînement d'air nuirait aussi à la prédiction d'autres informations potentiellement importantes, comme les courants d'air entre différentes sections du réseau, puisque l'ajout artificiel d'un volume d'air supplémentaire changerait la quantité d'air aspiré et expulsé dans les conditions aux limites du système.

Par souci d'exhaustivité, on fait mention à deux autres modèles conceptuellement très proches de ceux précédemment cités. Hirt C. (2003) a introduit dans la plateforme FLOW-3D un modèle d'injection d'air dispersé dans un solveur de type VOF, écrit dans l'Eq. (64).

$$\varepsilon_b = C_B A_P \sqrt{2 \frac{\rho_{eau} \cdot k - P_d}{\rho_{eau}}} ; k > P_d \quad (64)$$

Où A_P est l'aire projetée de la surface libre, et k et P_d sont respectivement la mesure locale d'énergie cinétique turbulente et la somme de l'énergie des efforts stabilisants de la tension de surface et de la gravité. Le principal atout de la formulation de cette approche est d'être cohérente avec les observations phénoménologiques sur l'entraînement d'air synthétisées dans le chapitre 1 et dans l'article de Brocchini & Peregrine (2001). Selon Hirt C. (2003), la valeur initiale recommandée de C_B est de 0,5 et le modèle de turbulence le plus adapté est le $k-\varepsilon$ RNG.

Valero & Garcia-Bartual (2016) utilisent l'approche de Hirt C. (2003) dans une étude sur l'auto-aération d'un écoulement de chute en marches d'escalier. Il est trouvé que la calibration du paramètre C_B , qui est ajusté de façon à respecter les valeurs de concentration d'air moyennes C_{Mean} , est fortement dépendante de la définition du maillage. Les profils de concentration d'air calculés le long de l'écoulement avec la valeur C_B calibrée montraient à leur tour une accordance suboptimale avec l'observation expérimentale.

Finalement, le modèle de Castro, et al. (2016) propose également l'ajout d'un terme source d'entraînement d'air. La principale contribution de cette approche est de reformuler les termes pilotant l'entraînement d'air d'une manière plus cohérente avec les mécanismes physiques qui génèrent ce phénomène. Même si le gradient des vitesses normal à la surface libre $\frac{\partial(\mathbf{u}_{eau}\hat{n}_s)}{\partial n_s}$ avec la rugosité d'interface approximée par $a \sim k/g$ utilisés dans le modèle de Ma, et al. (2011a) s'avèrent des indicateurs efficaces de la localisation de l'aération, ils restent néanmoins des termes purement empiriques. Selon Castro, et al. (2016), le débit d'air entraîné pourrait être modélisé en fonction de la somme de contributions de chaque tourbillon présent dans l'écoulement sous la surface libre. Un modèle est alors développé à partir de cette intuition. Ce modèle corrèle la source d'entraînement d'air ε_b en particulier à trois paramètres : 1) le flux d'air J correspondant à la somme des contributions des tourbillons (qui est fonction d'une approximation du spectre d'échelles de Kolmogorov), 2) la probabilité P_z de retrouver des bulles dispersées à une certaine profondeur, qui pilote l'activation de la source, et 3) l'historique de la distribution des tailles des bulles P_h . De cette manière, le terme source devient aussi fonction de la distance z de la surface libre dans l'Eq. (65).

$$\varepsilon_b(z) = S_{l0} \frac{J}{V_{mb}} P_z P_h \alpha_{eau} \quad (65)$$

Où S_{l0} est une constante du modèle qui reste à paramétrer, similairement à C_B . On note que le terme J dérivé par Castro, et al. (2016) ne prend en compte qu'un seul mécanisme d'entraînement d'air, lié à la turbulence existante sous la surface libre. En l'état actuel, ce modèle nécessiterait un développement plus important dans sa formulation pour intégrer d'autres mécanismes d'aération. Il s'agit d'une tâche assez

complexe, puisqu'il existe encore un manque de connaissances sur les différents aspects physiques qui génèrent l'entraînement d'air.

➤ Bilan

Ces travaux mettent en évidence que l'obtention de l'entraînement d'air avec l'utilisation de l'approche RANS nécessite d'inclure un terme source de production d'air entraîné. Ces modèles permettent de calculer la quantité d'air entraîné sans la résolution directe des mécanismes physiques d'aération. L'utilisation de ces modèles dans différents cas montre l'existence d'un besoin de calage pour obtenir une bonne concordance des résultats des modèles avec les mesures expérimentales. Ces modèles sont donc, à l'heure actuelle, faiblement prédictifs sans calage.

Par ailleurs, l'ajout d'une production artificielle de volume d'air engendre la modification du bilan de masse globale dans le système. Dans le cas des écoulements confinés cela peut perturber les caractéristiques du problème initial.

2.2.3 Couplage d'approches diphasiques 2 : Résolution transitoire de grandes interfaces

On détaille dans cette section quelques développements sur le couplage d'approches de calcul diphasique dans les régimes ségrégué et dispersé, qui entreprennent une méthodologie distincte de celle des modèles présentés dans la section 2.2.2. Ici, la plupart du temps, la principale préoccupation est de bien distinguer, au sein du système diphasique, les zones où il faut représenter l'écoulement local de façon ségréguée ou dispersée. La modélisation du phénomène d'aération ne se base alors sur aucun ajout de terme source de volume d'air dans le système, notamment parce qu'il est espéré que la simulation reproduise, au moins en partie, les mécanismes majeurs d'entraînement d'air. Ceci ne peut être obtenu que si on adopte une stratégie de gestion transitoire de la turbulence, avec la résolution effective des grands tourbillons. Un autre facteur clé pour le développement de cette approche est la définition des critères de transition d'un régime à l'autre. Idéalement, ces critères doivent être fonction de la morphologie locale et instantanée de l'écoulement, et indiquer l'approche de fermeture du système d'équations de la manière la plus adaptée.

En dernier lieu, on cherche lors d'une simulation de ce type à ce que les grandes interfaces relatives à la densité du maillage – comme la surface libre et les plus grandes bulles et gouttes – soient effectivement résolues, avec une interface nette et les fermetures adaptées, notamment avec la modélisation de la tension de surface. Les plus petites structures, que le maillage n'est pas suffisamment fin pour résoudre, doivent alors, à leur tour, être modélisées en adoptant une fermeture incluant des termes moyennés de transfert de quantité de mouvement entre les différentes phases. Cette approche est alors aussi appelée LEIS (*Large Eddy & Interface Simulation*), Lakehal (2018), librement traduite ici comme « résolution transitoire de grandes interfaces ».

Un nombre considérable de solveurs a été développé sous différentes plateformes dans l'objectif d'effectuer ce couplage d'approches. La méthode TFM nommée AIAD implémentée dans ANSYS CFX, saisit cette problématique en définissant des fonctions de transition (Eq. (66)), qui détectent la morphologie de l'écoulement (bulles dispersées dans l'eau, gouttes dispersées dans l'air ou surface libre) en fonction de la fraction volumique locale.

$$\begin{cases} f_D = (1 + e^{a_D(\alpha_{eau} - \alpha_{eau,lim})})^{-1} \\ f_B = (1 + e^{a_B(\alpha_{air} - \alpha_{air,lim})})^{-1} \\ f_{FS} = 1 - f_D - f_B \end{cases} \quad (66)$$

Où f_D est l'équation de transition pour les gouttes, f_B pour les bulles et f_{FS} pour la surface libre. Les paramètres $a_D = a_B = 70$ définissent la vitesse de transition de la courbe, et $\alpha_{eau,lim}$ et $\alpha_{air,lim}$ sont les fractions volumiques qui détermineront la transition. D'après quelques études expérimentales (Höhne & Mehlhoop (2014)), la concentration moyenne de la phase dispersée reste typiquement en-dessous des valeurs et autour de 30%. Les paramètres $\alpha_{eau,lim}$ et $\alpha_{air,lim}$ sont alors établis à 0,3. Finalement, le coefficient C_D local paramétrant la force de traînée décrite dans l'Eq. (28) est défini dans chaque cellule en fonction des équations de transition, en accord avec la morphologie de l'écoulement suivant l'Eq. (67).

$$C_D = \sum_{j=FS,B,D} f_j C_{D,j} \quad (67)$$

Où chaque $C_{D,j}$ est modélisé avec une expression propre à la morphologie.

La méthode LSI (*Large Scale Interface*) implémentée par Gada, et al. (2017) dans le logiciel STAR-CCM+ emprunte à la méthode AIAD le concept des fonctions de transition, et ajoute en plus des termes de transfert de masse, ainsi que la résolution de l'équation de conservation d'énergie pour prendre en compte le phénomène de changement de phase.

Remarque : Les deux études citées précédemment et utilisant les méthodes AIAD et LSI effectuent les simulations avec une modélisation de turbulence de type RANS. En principe, ce fait contredirait l'affirmation que l'approche de résolution d'interfaces nécessite une méthode de fermeture de la turbulence qui permette de détecter les perturbations du champ de vitesses et des interfaces, ainsi générant les mécanismes d'entraînement d'air. On note néanmoins que, lors des deux études, un terme d'*amortissement de la turbulence* a été ajouté dans les modèles originaux, dans l'objectif de réduire la valeur de viscosité turbulente générée aux voisinages de l'interface. En effet, la surproduction d'énergie cinétique turbulente non-résolue proche des interfaces par les modèles de turbulence est une problématique récurrente dans la simulation des écoulements diphasiques (Frederix, et al. (2018)), augmentant ainsi la dissipation due au modèle et annulant les possibles perturbations. L'ajout d'un modèle d'amortissement de viscosité turbulente au niveau de l'interface entrepris par Höhne & Mehlhoop (2014) et Gada, et al. (2017) est donc l'une des manières possibles d'atténuer la sur-dissipation des perturbations d'interface, et pourrait permettre au modèle numérique de résoudre l'aération.

D'autres méthodologies plus complexes comme le LBM (*Large Bubble Model*), implémentée dans le Code_Saturn (Denèfle, et al. (2015), Mer, et al. (2018)), et le GENTOP (*Generalized Two-Phase Flow*) au sein du logiciel ANSYS CFX (Hänsch, et al. (2012)) font la distinction entre les champs d'air continu et dispersé au sein du système diphasique. On retrouve alors une représentation de l'écoulement en trois champs. La conservation de la masse pour la phase gazeuse impose la définition d'une expression pour le transfert entre les champs d'air continu et dispersé. L'équation de transport des fractions volumiques devient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_\phi \alpha_\phi}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_\phi \bar{\mathbf{u}}_\phi \alpha_\phi = \Gamma_\phi \\ \sum \Gamma_\phi = 0 \end{cases} \quad (68)$$

Différentes expressions pour Γ_ϕ sont déduites par Denèfle, et al. (2015) et Hänsch, et al. (2012), et leurs spécificités peuvent être trouvées dans les articles respectifs. Les expressions ont néanmoins des points communs, notamment en ce qui concerne le déclenchement du transfert de masse. De manière similaire à ce qui arrive dans l'Eq. (66), Γ_ϕ suppose des valeurs non-nulles lorsqu'une concentration d'air seuil $\alpha_{air,lim}$ est dépassée.

Par ailleurs, dans les deux modèles, on retrouve une procédure numérique dans le but de compresser la diffusion des interfaces, et avoir ainsi une transition nette des phases continues liquide et gazeuse.

Le principal atout de cette approche à trois champs par rapport aux méthodes AIAD et LSI est un plus grand contrôle sur la modélisation de la transition des régimes avec la définition du terme Γ_ϕ , qui pourrait éventuellement être amélioré de façon à intégrer des aspects physiques encore inconnus à l'heure actuelle. En plus, le terme Γ correspondant au transfert de la phase gazeuse continue vers la phase gazeuse dispersée constitue une condition limite adéquate pour l'injection d'une distribution de taille des bulles prédéfinie, si l'on souhaite effectuer un calcul polydispersé.

On note que les concepts des termes source Γ_ϕ et ε_b sont fondamentalement différents. Alors que Γ_ϕ exprime la transformation de la représentation numérique de l'air d'une fraction ségréguée vers une fraction dispersée, et impose par conception le principe de conservation de la masse, ε_b représente un vrai ajout de masse d'air dans le système, et ne requiert aucune vraie résolution d'interfaces.

Finalement, on fait mention à l'approche implémentée dans le solveur *multiphaseEulerFoam* (MPEF) dans OpenFOAM® introduite par Wardle & Weller (2013) et Shonibare & Wardle (2015). De façon similaire aux méthodes AIAD et LSI, la MPEF établit à partir d'un cadre de modélisation TFM le couplage des régimes ségrégué et dispersé en appliquant des fermetures adéquates aux termes de transfert de quantité de mouvement suivant le régime d'écoulement. Plus de détails sur l'implémentation de cette approche seront donnés dans le prochain chapitre.

2.3 Conclusion du chapitre 2

On synthétise les principales idées à retenir :

- ❖ Dans le contexte de la méthode des volumes finis, la représentation numérique d'un système diphasique peut être classée en deux grandes familles d'approches :
 - 1) les méthodologies de résolution d'interface, regroupant les différentes approches des modèles VOF, Level-set, entre autres ;
 - 2) les méthodologies de modélisation d'interface, comprenant les approches TFM et *Mixture Model*. En général, chacune de ces deux familles est mieux adaptée pour être utilisée dans des contextes très distincts. Alors que les méthodologies de résolution d'interface sont mieux employées dans la simulation d'écoulements où les interfaces sont peu nombreuses et de grande taille relative au domaine de calcul (c'est-à-dire, quand les phases se retrouvent en régime ségrégué), la modélisation des interfaces doit être sélectionnée pour la simulation d'écoulements en régime dispersé, où les interfaces existantes seraient trop petites pour être proprement définies dans le maillage.

- ❖ Les écoulements observés dans les ouvrages hydrauliques d'intérêt pour cette thèse présentent simultanément des zones où règnent les régimes ségrégué et dispersé. Ainsi, un couplage des méthodologies numériques de résolution et de modélisation d'interface doit être mené pour bien représenter l'écoulement. On identifie également deux grandes voies possibles pour le couplage des approches (Figure 19), dont l'applicabilité est fonction de la gestion de la turbulence dans l'écoulement. Dans ce sens, on parle de :
 - 1) l'approche de l'entraînement d'air par un terme source de fraction volumique injecté artificiellement sous la surface libre. Cette approche est associée à la modélisation de la turbulence avec une méthodologie de type RANS, où les mécanismes physiques d'entraînement d'air ne sont pas reproduits dans la simulation numérique.

2) l'approche de « résolution transitoire des grandes interfaces » est à son tour associée à la méthodologie LES, qui est censée mieux résoudre les instabilités de la surface libre qui vont générer les mécanismes d'entraînement d'air. La transition de régime ségrégué vers un régime dispersé se fait de façon plus « naturelle », puisque le volume d'air dispersé présent dans l'écoulement provient d'un volume de gaz continu déjà préexistant dans le système, contrairement à la première méthodologie où l'air dispersé est injecté ex nihilo.

- ❖ Malgré l'existence de quelques résultats prometteurs, on note deux inconvénients majeurs à l'approche modélisant l'entraînement d'air par un terme source : Le premier, et plus évident, est l'indéfinition du terme de proportionnalité C_B dans l'Eq. (59), pilotant le débit d'air entraîné. Ce terme est fortement sensible aux cas d'étude. Le deuxième inconvénient est qu'elle n'est applicable qu'aux écoulements non-confinés, où la source physique d'air est virtuellement infinie et les courants d'eau ne sont pas impactés par les courants d'air.

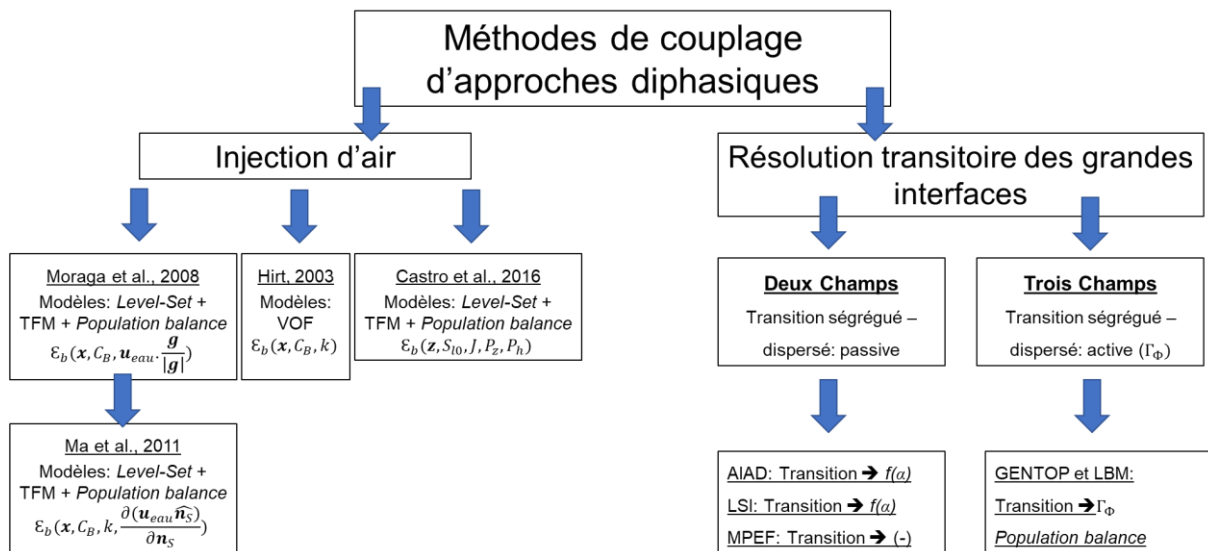


Figure 19 - Synthèse des méthodes développées pour le couplage d'approches diphasiques

3 Implémentation d'un solveur hybride VOF-TFM

On a établi lors des chapitres précédents le cadre scientifique dans lequel cette thèse s'insère. Les principaux aspects phénoménologiques des écoulements aérés se produisant dans les ouvrages hydrauliques ont été décrits dans le chapitre 1, avec notamment un accent sur l'analyse des forces pertinentes dans l'induction des mécanismes d'entraînement d'air. Le chapitre 2 a consisté en une revue des méthodes numériques CFD développées dans le but de modéliser les écoulements diphasiques dans toutes ses morphologies. Dans le but de reproduire au sein d'un seul domaine de calcul les régimes d'écoulement ségrégué et dispersé simultanément, deux problématiques majeures se dressent :

- 1) Comment faut-il gérer numériquement les mécanismes d'entraînement d'air, qui sont responsables de la transition d'une représentation d'écoulement ségrégué vers une représentation dispersée ? C'est-à-dire, devrions-nous utiliser l'approche de « résolution transitoire des grandes interfaces » ou celle implémentant un terme source d'injection d'air ?

- 2) Après avoir répondu à cette première question, quelle approche devrions-nous sélectionner pour coupler les méthodes de représentation du système diphasique avec et sans résolution d'interface ?

Dans le cadre de cette thèse, la réponse à la première question peut être facilement déduite des conclusions tirées du chapitre 2. On envisage dans ce travail d'établir une méthodologie de calcul suffisamment prédictive des caractéristiques d'aération et applicable dans les écoulements en milieux confinés. On a donc choisi de suivre l'approche de « résolution transitoire des grandes interfaces ». La réponse proposée dans cette thèse à la deuxième question est justement l'objet de ce chapitre.

Dans ce chapitre, on clarifie le cahier des charges pour simuler les caractéristiques diphasiques de l'écoulement et on détaille le solveur implémenté dans ce but.

3.1 Cahier des charges de la modélisation

On a introduit dans le chapitre 1 les deux principaux types de génération d'entraînement d'air dispersé : l'auto-aération et l'aération localisé. Si la turbulence est le principal phénomène physique responsable pour l'apparition des mécanismes d'aération, son origine est distincte dans chaque cas. Dans le cas de l'auto-aération, la turbulence est produite graduellement au sein de l'écoulement d'eau principal (par exemple, à partir du cisaillement de l'eau contre le radier dans un canal à forte pente, ou du frottement de l'air avec un jet d'eau lancé dans l'atmosphère). Dans le cas de l'aération localisée, une grande quantité d'énergie turbulente est générée soudainement par une discontinuité dans l'aspect macroscopique de l'écoulement (l'impact d'un jet d'eau en plongeon dans la surface libre, ou la transition de régime torrentiel vers un régime fluvial d'écoulement lors d'un ressaut hydraulique).

Compte tenu du rôle très important de la partie fluctuante du champ de vitesses issue de la turbulence, il semble donc fondamental de bien la représenter numériquement pour que les mécanismes d'entraînement d'air soient aussi bien représentés dans les simulations. L'utilisation de la méthodologie de résolution numérique RANS intégrant un modèle de turbulence présente ainsi un fort potentiel de nuire à la prédiction des phénomènes d'entraînement d'air.

La discrétisation du domaine de calcul définie pour la résolution numérique de l'écoulement est donc, pour les approches de calcul retenues pour la réalisation des études présentées dans cette thèse, un facteur limitant pour la précision des résultats. En effet, la résolution directe des spectres d'échelles des tourbillons et des interfaces produits dans les écoulements turbulents diphasiques dispersés est soumise au degré de raffinement du maillage, qui va déterminer les plus petites échelles reproduites dans le calcul numérique.

Pour bien illustrer le rôle du raffinement du maillage dans la reproduction de la physique des écoulements aérés, on reprend le diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001) pour l'analyse d'un écoulement présentant le phénomène d'auto-aération dans la Figure 20. Il s'agit d'un écoulement à surface libre à travers un canal à forte pente, souvent observé dans la pratique lors, par exemple, de l'évacuation des crues dans des barrages. Dans cet exemple, on est capable d'identifier des zones A,

B et C de l'écoulement, qui peuvent être représentées à différents endroits dans le diagramme $L \times q$.

Au niveau du point A de l'écoulement, le champ de vitesses est relativement peu turbulent, générant peu de perturbations au niveau de la surface libre. La valeur de q (une mesure des fluctuations des vitesses) est donc faible, et la valeur de L (qui représente l'échelle de longueur des caractéristiques dominantes de la surface libre) est relativement importante, de l'ordre de grandeur du tirant d'eau. Lorsque l'écoulement accélère avec la chute, la turbulence devient de plus en plus importante avec le développement de la couche limite formée au niveau du radier du canal. Avec la croissance des fluctuations de vitesse, on observe également une augmentation des perturbations de la surface libre (qui produit donc des valeurs de L plus faibles), issues des interactions avec les tourbillons. Le point B marque le déclenchement du phénomène d'auto-aération, lorsque la paire (L, q) atteint des valeurs dépassant la zone de transition dans le diagramme. Le point C représente enfin la zone d'écoulement aéré pleinement développée, caractérisée par l'existence d'une énorme quantité de gouttes et bulles de très faible échelle L , transportées avec une forte turbulence.

La résolution directe de cet écoulement avec un modèle numérique requiert ainsi un maillage suffisamment raffiné pour bien représenter au moins les échelles de q et L apparaissant dans le diagramme de la Figure 20.

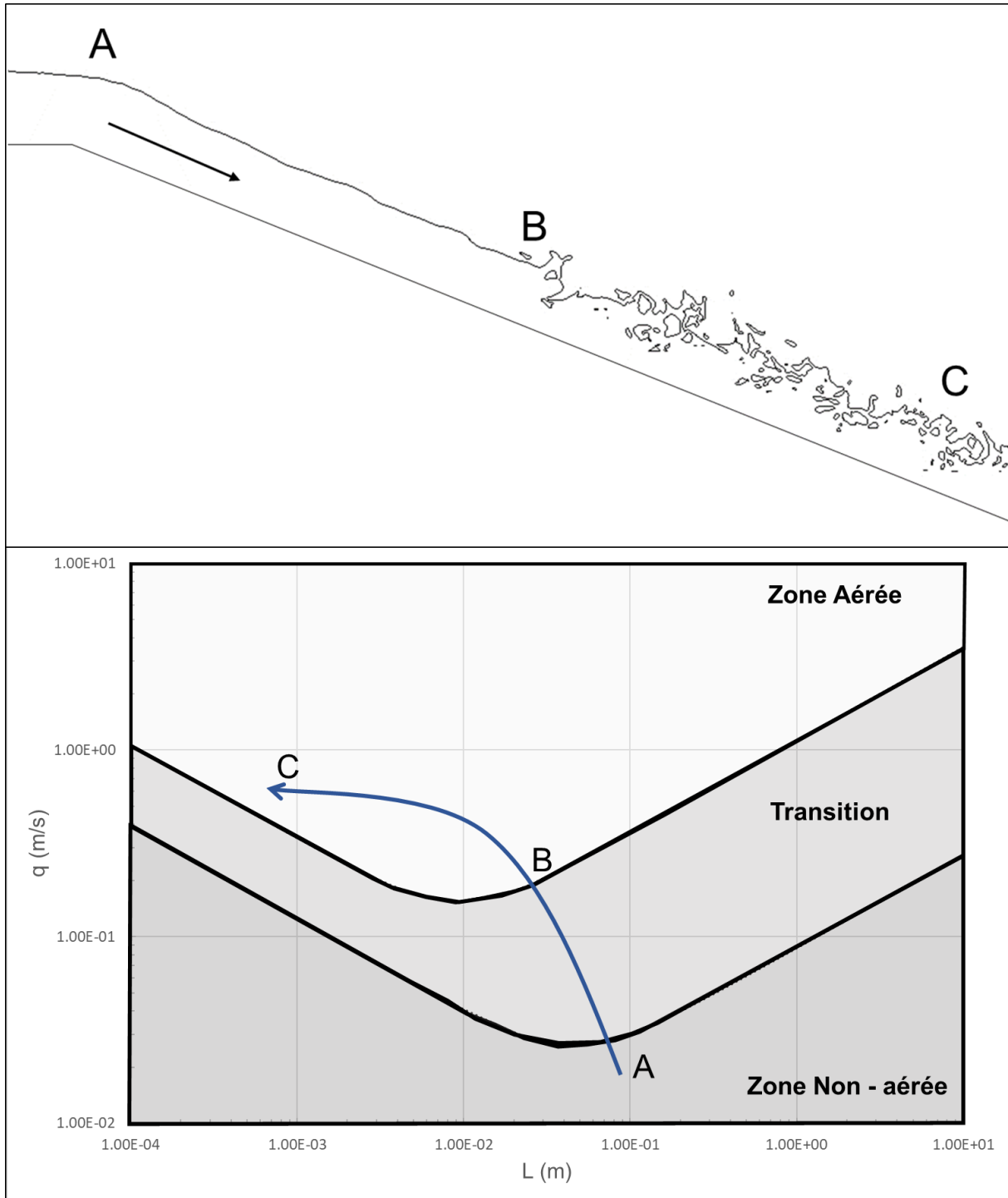


Figure 20 – Croquis d'un écoulement présentant le phénomène d'auto-aération (en haut) ; représentation de cet écoulement dans le diagramme $L \times q$ (en bas)

On montre dans la Figure 21 ce que seraient les limites de représentation des variables L et q pour différents niveaux de maillage. On suppose dans la Figure 21 l'utilisation d'un solveur diphasique de la catégorie « identification d'interfaces », qui emploie, par exemple, la méthodologie VOF. De cette façon, la limite inférieure de l'échelle des caractéristiques de la surface libre L est conditionnée directement par la définition du maillage.

A son tour, la mesure de fluctuations de vitesse q peut aussi être corrélée au degré de raffinement du maillage. Bien entendu, on supprime de cette analyse toute possibilité de réalisation des calculs numériques avec l'approche RANS, qui imposerait la valeur $q = 0$ m/s avec l'annulation de toute fluctuation du champ de vitesses. Selon Brocchini & Peregrine (2001), on pourrait interpréter q comme une mesure de vitesse sans direction spécifique, en lien direct avec l'énergie cinétique turbulente, en définissant $k = 0,5 q^2$. Or, le degré de raffinement du maillage est directement lié au spectre du nombre d'ondes qu'il serait capable de représenter (Hirsch (2007)), et donc à la quantité d'énergie cinétique totale transférée vers les mouvements tourbillonnaires. On pourrait ainsi en déduire que plus le maillage est fin, plus large est le spectre d'échelles des tourbillons calculés et donc l'énergie cinétique turbulente dans le champ de vitesses.

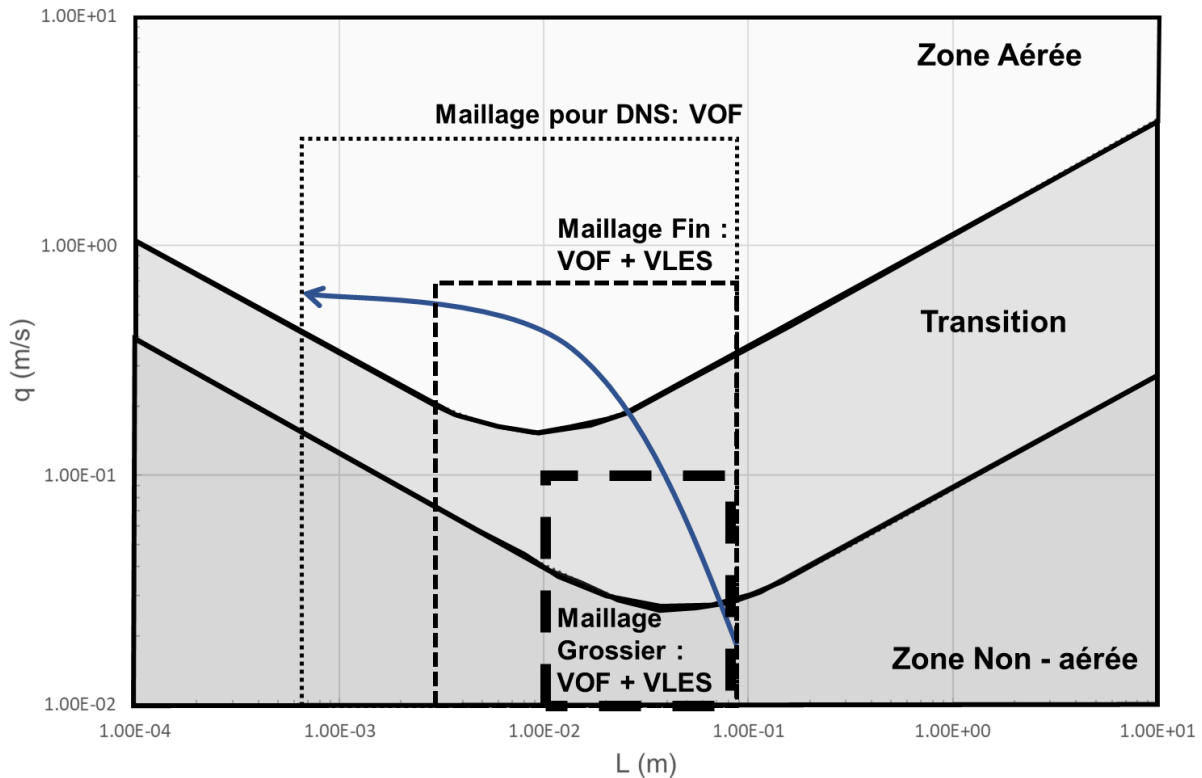


Figure 21 – Représentation des limites imposées par le degré de raffinement du maillage dans la représentation des phénomènes d'aération

D'après ces considérations, on représente dans la Figure 21, les différents niveaux de maillage par des rectangles dans le diagramme $L \times q$. Ils sont limités en abscisse par la plus petite échelle de L , en lien avec la taille minimale des interfaces identifiables, et en ordonnée par la plus importante valeur de q , corrélée à l'énergie cinétique turbulente résolue dans le modèle numérique.

Pour représenter numériquement l'écoulement décrit dans la Figure 20 de manière exacte, il serait nécessaire que le maillage employé soit suffisamment raffiné pour résoudre la totalité des spectres d'échelle des interfaces et des tourbillons existants. Ce maillage est illustré dans la Figure 21 avec la rubrique « DNS ». Il s'agit bien évidemment d'un maillage avec un degré de raffinement inatteignable pour la résolution des cas pratiques. On présente également dans la Figure 21 deux autres maillages possibles, un plus grossier et un autre plus fin. Dans cet exemple, le maillage grossier n'est pas capable de résoudre suffisamment de fluctuations des vitesses pour dépasser la zone de transition. De cette façon, les fluctuations résolues du champ de vitesses ne sont pas suffisamment énergétiques pour générer dans le modèle numérique le déclenchement de l'auto-aération. Le maillage fin est, à son tour, assez dense pour résoudre les principaux tourbillons énergétiques responsables pour l'apparition des mécanismes d'entraînement d'air. Le maillage est pourtant limité dans la représentation des petites interfaces (gouttes et bulles) générées lors du développement de l'écoulement aéré, ce qui peut compromettre la qualité générale des prédictions du modèle au niveau de la zone aérée.

On note que dans le contexte actuel, on classifie les maillages comme « grossier » ou « fin » en relation à l'échelle de longueur absolue des cellules de calcul, dont la taille va limiter la gamme des spectres des interfaces et des tourbillons directement résolus. Néanmoins, il est possible – et même courant – que dans des simulations d'ouvrages hydrauliques à l'échelle réelle il ne soit pas possible de dépasser le degré de raffinement « grossier » dû à la taille importante du domaine de calcul. Dans le contexte de l'ingénierie, les ressources de calcul disponibles imposent souvent un cap de l'ordre de $10^6 - 10^7$ cellules de calcul. Dans le cas des maillages tridimensionnels, on estime que les ressources de calcul nécessaires pour la réalisation des simulations de type LES sont proportionnels à $Re^{9/4}$ (Hirsch (2007)). La limite maximale de cellules est ainsi facilement atteinte.

On illustre enfin dans la Figure 22 l'esprit de l'approche de « résolution transitoire des grandes interfaces », telle qu'implémentée dans un solveur hybride VOF - TFM. Une simulation réalisée avec ce solveur utilisant le même maillage fin présenté dans la Figure 21, devrait résoudre directement la même gamme du spectre d'échelles des interfaces et des tourbillons que le modèle VOF classique. Cependant, au lieu de simplement tronquer la résolution des interfaces de plus faible échelle, celles-ci sont

prises en compte en les modélisant avec l'approche TFM. De cette manière, la dynamique des particules dispersées (trop petites pour être repérées dans le domaine de calcul discrétisé) est intégrée au calcul global de l'écoulement. On pourrait ainsi établir un parallèle avec le principe des modèles de turbulence de type LES, qui visent à modéliser le transfert d'énergie cinétique turbulente aux tourbillons de plus faible échelle, suivi du phénomène de dissipation visqueuse.

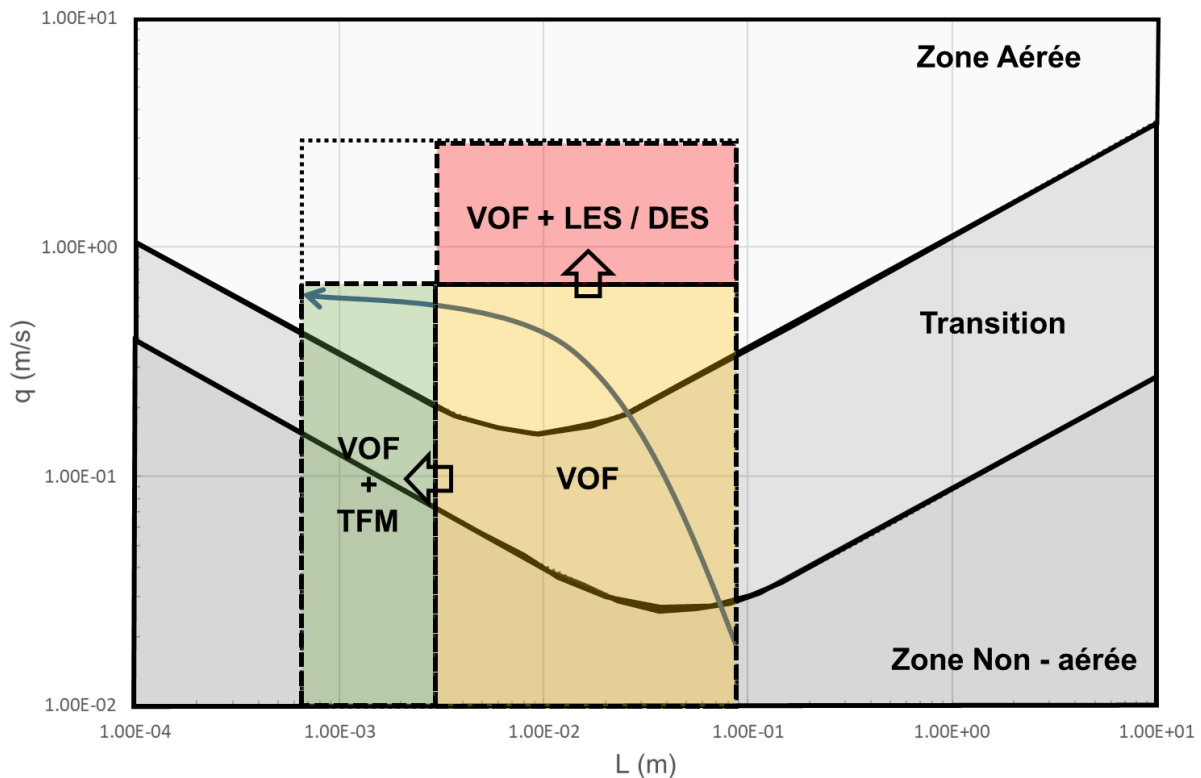


Figure 22 – Représentation du rôle du modèle hybride vofTfmFoam : étendre les limitations du maillage en modélisant les dynamiques de plus faible échelle

On note que les phénomènes physiques pris en compte dans la modélisation avec l'approche TFM seront, bien évidemment, limités par le niveau de détail implémenté dans le modèle. Par exemple, une représentation d'un champ de particules polydispersées requiert le couplage avec un modèle de type *population balance*. D'autres phénomènes comme la modification de la turbulence à partir des interactions entre les particules et les tourbillons demanderaient de façon similaire la définition d'un modèle d'augmentation ou atténuation de l'énergie cinétique turbulente en fonction de certains paramètres d'importance (taille des particules, échelle de longueur des tourbillons, fraction volumique ...).

Dans le cadre de cette thèse, le solveur hybride VOF-TFM implémenté (cf. section 3.2) omet la modélisation d'un certain nombre de phénomènes complexes

observés dans les écoulements diphasiques. On néglige ainsi dans l'approche TFM le caractère polydispersé, l'impact de la modification de la turbulence issue des interactions particules-tourbillons, et l'impact des interactions particule-particule. Ces simplifications engendreront très probablement des imprécisions dans les résultats des simulations. Néanmoins, on estime que les modèles existants pour quantifier ces phénomènes constituent aussi des sources d'incertitudes, puisqu'ils nécessitent une calibration au cas par cas.

Enfin, on note que tous ces phénomènes négligés dans la modélisation avec l'approche TFM seront pris en compte lorsque la simulation fonctionne en mode VOF, puisqu'ils seront directement calculés. Finalement, le but ultime de la définition d'un solveur hybride est de donner avec la méthode TFM un sens physique, même si celui-ci est simplifié ou incomplet, aux interfaces d'échelle inférieure au maillage.

3.2 Solveurs diphasiques

➤ Sélection de la plateforme de calcul

L'objectif de cette thèse est d'identifier les méthodologies de calcul numérique les plus adaptées pour les écoulements aérés d'ouvrages hydrauliques. En même temps, on veille aussi à ce qu'elles soient assez robustes et dotées d'une gamme d'applicabilité la plus large possible. Une difficulté majeure de cette démarche est le fait que la plupart des méthodologies combinant les différentes approches diphasiques ne sont pas implémentées dans les versions standards des codes CFD commerciaux. L'accès aux codes source des adaptations des solveurs est ainsi restreint aux équipes de recherche qui ont conduit les travaux. Par ailleurs, même si chaque développeur avait rendu son code source disponible à la communauté scientifique, il resterait à effectuer un énorme travail de transposition de toutes les approches vers une plateforme logiciel commune. Ainsi, il n'a pas été possible, pendant la durée de cette thèse, d'implémenter et de tester toutes les approches de modélisation diphasique présentées dans le chapitre 2. Un certain nombre de choix a donc dû être fait pour arriver à un compromis.

Un premier choix concerne justement la sélection de la plateforme logicielle pour la réalisation des calculs numériques. Le logiciel OpenFOAM® constitue l'option la plus favorable parmi les alternatives disponibles pour de nombreuses raisons. Il s'agit tout d'abord d'un logiciel *open source* régi sous la Licence Publique Générale GNU,

ce qui signifie que le code source est librement disponible et modifiable par les utilisateurs. La modification et l'extension du code par les utilisateurs sont spécialement encouragées de par la conception des bibliothèques des classes en C++ définissant les bases de la mécanique des milieux continus. Ceci a permis le développement d'une syntaxe de programmation qui imite les notations mathématiques conventionnelles, rendant le code original facilement lisible et modifiable (Weller, et al. (1998)). S'ajoute le fait qu'à l'heure actuelle le logiciel est activement maintenu, avec des mises à jour et corrections régulières. Par ailleurs, on observe l'existence d'une communauté grandissante d'utilisateurs, tant à l'échelle locale au sein de notre équipe de recherche (Isenmann (2016), Schaer (2018)), que nationale avec la création de l'Association française des utilisateurs OpenFOAM® FOAM-U (2019). A l'échelle mondiale, on estime le nombre d'utilisateurs actifs à un total de 10000 (Greenshields (2018)).

La structure générale de la plateforme est présentée dans la Figure 23. La plupart du code programmé est alloué dans la subdivision des « Sources », où sont définies les classes communes nécessaires dans tous les calculs numériques menés. On y retrouve alors notamment les classes permettant l'établissement d'un domaine de calcul, avec la définition des espaces géométriques, les schémas numériques de discrétisation, les procédures de résolution des systèmes matricielles (plus de détails dans l'Annexe 1), ainsi que le cadre numérique pour la définition des champs tensoriels – qui peuvent être volumétriques ou surfaciques dans la méthode des volumes finis – les conditions aux limites et les modèles de turbulence. En résumé, ceci constitue les engrenages nécessaires pour la modélisation des écoulements. La partie « Applications » regroupe les programmes exécutables permettant la réalisation des différentes activités, qui vont de la résolution des calculs d'écoulement avec la sélection du solveur approprié, jusqu'à la conception du maillage, la parallélisation du domaine de calcul et le traitement des résultats.

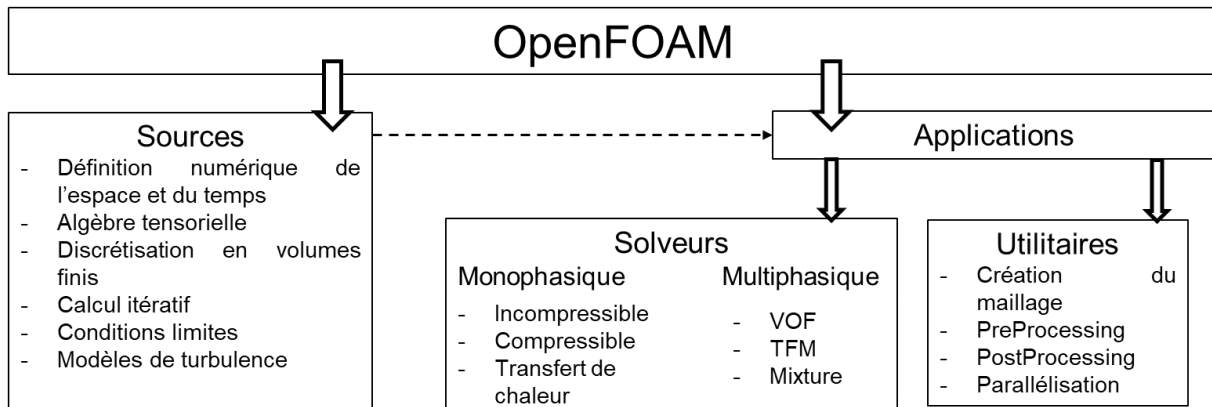


Figure 23 – La structure de OpenFOAM®

➤ Les solveurs VOF et TFM disponibles dans OpenFOAM®

On retrouve un grand nombre de solveurs disponibles dans les versions standards d'OpenFOAM®, chacun d'entre eux étant doté de spécificités de modélisation. Ainsi, il reste à l'utilisateur de choisir le solveur le plus adapté à son cas d'étude. Pour les cas d'intérêt de cette thèse, OpenFOAM® possède dans son catalogue des solveurs implémentant les approches diphasiques VOF (nommé *interFoam*) et TFM (*twoPhaseEulerFoam* et *multiphaseEulerFoam*). Les détails d'implémentation du solveur *interFoam* ont été discutés dans le chapitre 2, et dans Deshpande, et al. (2012). Son principal atout réside dans l'ajout du terme de compression d'interface dans l'équation de transport de fraction volumique, ce qui constitue une technique assez performante pour une définition nette des interfaces.

Les deux solveurs TFM existants dans OpenFOAM® ont à leur tour été conçus pour répondre à des objectifs de simulation très distincts. Le solveur *twoPhaseEulerFoam* est largement basé sur le travail de Rusche (2002), et vise à répondre au besoin de modéliser un écoulement en régime dispersé. On observe alors dans ce solveur un effort de développement priorisant l'implémentation d'éléments de modélisation très raffinés vis-à-vis de la représentation du mélange diphasique et du principe des milieux continus interpénétrés. Dans ce sens, une large gamme de modèles pour le calcul des coefficients des termes d'échange de quantité de mouvement sont disponibles pour sélection avant le lancement du calcul, ainsi que l'option d'utilisation du modèle IATE de Wu, et al. (1998) pour le *population balance* et des modèles de turbulence spécifiques incluant des termes pour la génération de turbulence par les particules dispersées (Behzadi, et al. (2004), Lahey (2005)).

Le solveur *multiphaseEulerFoam* a été développé dans le but de représenter simultanément des régimes d'écoulement ségrégué et dispersé par Wardle & Weller (2013). Ce solveur présente ainsi un grand potentiel de réponse aux besoins de cette thèse. Son principe de fonctionnement repose sur l'établissement d'un système TFM suffisamment flexible pour être capable d'incorporer différentes approches de fermeture des équations de mouvement en fonction de la morphologie de l'écoulement diphasique. Le modèle numérique devrait ainsi disposer de tous les ingrédients nécessaires pour reproduire à la fois une interface nette, imitant ainsi la méthode VOF, et le concept des milieux continus interpénétrés, comme les approches TFM traditionnelles. On retrouve ainsi les équations de transport de fraction volumique et de conservation de quantité de mouvement de ce solveur, exprimées dans (69) et (70).

$$\frac{\partial \alpha_\phi}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_\phi \alpha_\phi + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_{\phi,c} \alpha_\phi (1 - \alpha_\phi)) = 0 \quad (69)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_\phi \alpha_\phi \bar{\mathbf{u}}_\phi}{\partial t} + (\rho_\phi \alpha_\phi \bar{\mathbf{u}}_\phi \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}}_\phi \\ = -\alpha_\phi \nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\mu_\phi \alpha_\phi \nabla \bar{\mathbf{u}}_\phi) + \rho_\phi \alpha_\phi \mathbf{g} + \mathbf{M}_\phi + \mathbf{F}_S \end{aligned} \quad (70)$$

On remarque que l'un des aspects le plus notables de ce solveur est l'intégration du terme de compression d'interface C_α dans l'Eq. (69), originellement développé pour le solveur *interFoam*. Comme évoqué lors du chapitre 2, ce terme a pour but de limiter la diffusion numérique de la fonction de fraction volumique α_ϕ au niveau des interfaces, améliorant ainsi leur définition. La vitesse de compression $\bar{\mathbf{u}}_{\phi,c}$ est exprimée dans l'Eq. (71), où C_α est une variable dont la valeur peut être choisie par l'utilisateur.

$$\bar{\mathbf{u}}_{\phi,c} = C_\alpha \bar{\mathbf{u}}_\phi \frac{\nabla \alpha_\phi}{|\nabla \alpha_\phi|} \quad (71)$$

Dans *interFoam* la valeur de C_α est souvent stipulée constante et égale à 1. En effet, on souhaite avec un modèle VOF que le terme de compression soit actif lorsque la fonction de fraction volumique indique un mélange des fluides du système, puisque cela représente en théorie l'interface entre les deux phases. Dans le cas d'un modèle hybride comme le *multiphaseEulerFoam*, la compression d'interface devrait aussi être active lorsque le mélange des phases représente une interface. Cependant, lorsqu'on représente un écoulement un régime dispersé, le terme de compression n'a plus lieu

d'être. De cette manière, sa désactivation pourrait se faire en imposant à C_α la valeur de 0.

➤ **Modification du solveur multiphaseEulerFoam**

Le concept sur la définition d'un champ de valeurs C_α a donc été introduit par Wardle & Weller (2013). La variable C_α fonctionnerait ainsi comme un « interrupteur » variable dans le temps, du terme de compression d'interface, à chaque cellule de calcul du maillage. Elle prendrait la valeur 1 lorsque l'écoulement se trouve en régime ségrégué, et 0 lorsqu'il s'agit d'un régime dispersé. En suivant l'approche de Cerne, et al. (2001), Wardle & Weller (2013) proposent l'adoption d'un critère de transition de régimes basé sur la valeur locale du gradient de la fonction de fraction volumique α_ϕ . Ceci caractérise dans une certaine mesure la performance du modèle numérique vis-à-vis de la résolution de l'interface. Quand celle-ci est bien résolue, on espère rencontrer une transition rapide d'une phase à l'autre, ce qui constitue un gradient de α_ϕ de magnitude élevée. Dans le sens inverse, quand la fonction α_ϕ est diffuse, on retrouve un gradient plus faible et une interface moins bien résolue. Le critère de transition des régimes se base alors sur l'hypothèse que les zones de plus fort gradient représentent plus probablement une grande interface que le maillage est suffisamment fin pour résoudre, alors que les zones de forte dispersion de α_ϕ correspondent à un écoulement en régime dispersé. Le modèle pourrait ainsi s'autoréguler, en activant la compression d'interface ($C_\alpha = 1$) où on retrouve plus probablement une interface, et la désactivant ($C_\alpha = 0$) dans les zones d'écoulement dispersé. Ceci permettrait de définir une fermeture locale appropriée de l'Eq. (70) en fonction du régime d'écoulement, par l'ajout des termes multiplicateurs (C_α) et $(1 - C_\alpha)$, aux efforts respectifs dus à la tension de surface F_S et à l'échange d'échelle *sub-grid* de quantité de mouvement M_ϕ .

Malgré la publication de la conception générale du solveur *multiphaseEulerFoam* par ses développeurs dans Wardle & Weller (2013), on retrouve la version standard du modèle implémentée dans OpenFOAM® sans l'intégration d'un algorithme d'adaptation dynamique de la valeur de C_α . A ce stade, l'utilisateur ne peut que définir au préalable des simulations une valeur fixe de C_α , limitant ainsi le modèle à la représentation d'un seul régime d'écoulement à la fois. Pour conférer à ce solveur son esprit originel, nous nous sommes retrouvés obligés de modifier son code source et d'ajouter dans son algorithme une procédure de modification locale, et à chaque pas

de temps, de la valeur de C_α . Dans l'objectif de bien distinguer le solveur hybride modifié avec un algorithme de transition de régimes d'écoulement utilisé au cours de la thèse du *multiphaseEulerFoam* original, on se référera au nouveau modèle par le nom *voFTfmFoam*.

Comme noté par Wardle & Weller (2013) et Shonibare & Wardle (2015), le critère de transition devrait être formulé de façon indépendante de l'échelle absolue du maillage. En effet, on observe une tendance de proportionnalité inverse entre la magnitude du gradient de la fonction de fraction volumique et l'échelle de longueur du maillage. En d'autres termes, plus le maillage est fin, plus $|\nabla\alpha_\phi|$ est important au niveau des interfaces. De cette manière, le critère de transition de régimes devrait se faire en fonction d'une mesure uniformisée du gradient local, consistant au produit du gradient par une échelle de longueur de la cellule de calcul locale L^M . Ceci permettrait l'établissement d'une loi généralisée, indépendante de l'échelle absolue du maillage, et non sensible à l'existence éventuelle de plusieurs degrés de raffinement au sein d'un même domaine de calcul.

Ensuite, le critère de transition potentiellement le plus simple, s'appuie sur la normalisation du gradient uniformisé par rapport à sa valeur maximale dans le domaine. On obtient ainsi une nouvelle variable γ affichée dans l'Eq. (72). Ceci représente, en valeurs relatives, le degré de définition locale de l'interface, et donc probablement aussi du régime d'écoulement. L'établissement d'une valeur seuil de γ permettrait finalement de définir la transition entre les deux régimes. Cette valeur est préconisée à 0,4 par Cerne, et al. (2001), Wardle & Weller (2013) et Shonibare & Wardle (2015).

$$\gamma = \frac{|L^M \nabla \alpha_\phi|}{\max(|L^M \nabla \alpha_\phi|)} \quad (72)$$

De cette façon, pour les valeurs de $0,4 \leq \gamma \leq 1$ on considère que le mélange diphasique serait probablement mieux représenté par une interface, puisque la transition d'une phase à l'autre se fait de manière relativement rapide. Dans ces cas, on fixerait la valeur de $C_\alpha = 1$ pour garantir une meilleure définition d'interface. A contrario, les zones du domaine où $\gamma < 0,4$ correspondraient à un écoulement en régime dispersé, et la compression d'interface devrait ainsi être désactivée en imposant $C_\alpha = 0$.

Un dernier aspect du modèle restant à définir est l'échelle de longueur des cellules de calcul L^M . Dans les travaux cités jusqu'ici, L^M est définie simplement comme la racine cubique des volumes de contrôle des maillages tridimensionnels. Ceci est parfaitement adapté lorsque les cellules sont exactement cubiques. Cependant, dans la plupart des cas pratiques, cette contrainte est difficile à respecter. On risque de retrouver notamment des cellules dotées d'un grand rapport d'aspect, qui sont volontairement déformées pour répondre au besoin de limiter les valeurs de y^+ dans les zones proche paroi. Dans ces cas, la racine cubique des volumes de contrôle ne représente plus une mesure indépendante de la direction du vecteur gradient.

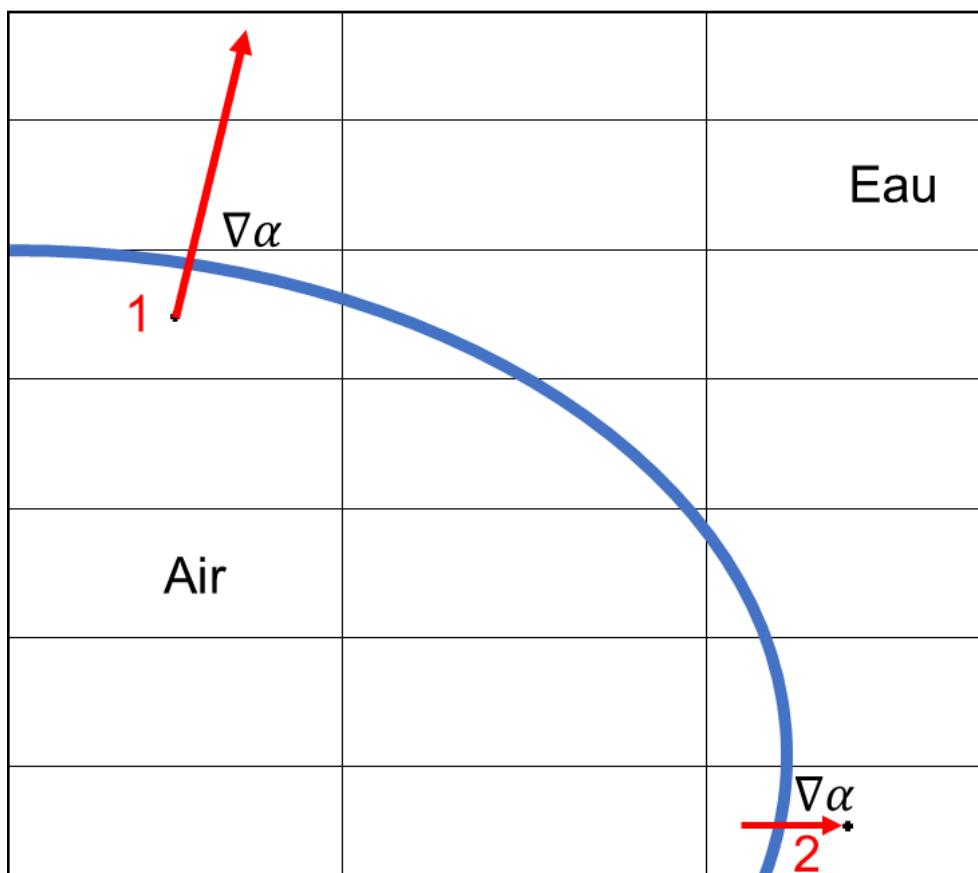


Figure 24 - Représentation d'une interface eau-air idéale immergée au sein d'un domaine de calcul fictif. La magnitude du vecteur gradient de la fraction volumique n'est pas uniforme selon la direction de l'interface.

Prenons par exemple la situation représentée par la Figure 24 : le domaine de calcul est discrétisé par des cellules plus larges dans la direction horizontale que dans la direction verticale. La position idéalisée de la surface libre est illustrée par la ligne bleue, et le gradient de la fonction de fraction volumique de deux cellules est représentée par les flèches rouges. On observe que, même si les cellules 1 et 2 sont identiques, la magnitude des vecteurs gradients $\nabla\alpha$ est différente. De même, bien que

la direction de $\nabla\alpha$ est quasiment verticale dans la première cellule, elle est horizontale dans la deuxième. Or, la forme aplatie des cellules de calcul favorise la diffusion de la fonction de fraction volumique dans la direction horizontale, tandis que la transition des phases se fait plus rapidement dans la direction verticale dans la cellule 1.

Ainsi, une définition directionnelle de l'échelle L^M est nécessaire, pour uniformiser correctement la valeur de γ . L'approche implémentée dans cette thèse consiste en le calcul des vecteurs \mathbf{dist}_N , dans chaque volume fini doté de N faces, qui constituent la distance entre le centroïde de chaque surface $\mathbf{C}_{face,N}$ et le centre géométrique des cellules de calcul \mathbf{C}_{cell} (c.f. Figure 25).

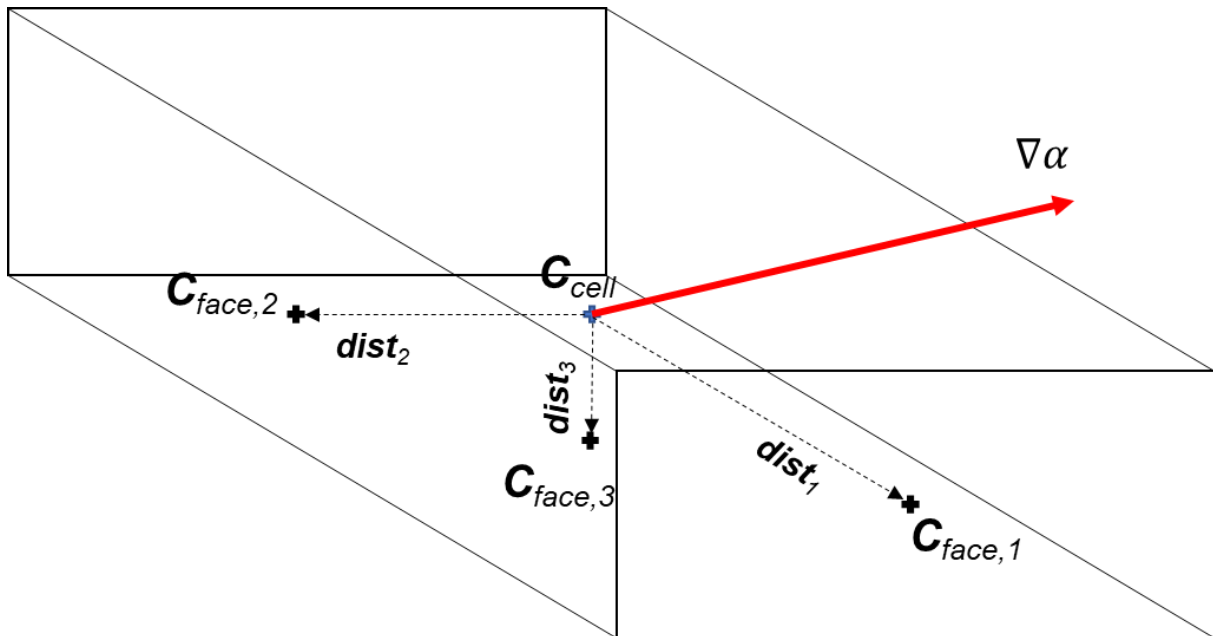


Figure 25 - Représentation des vecteurs distance entre les centres des faces et de la cellule dans un volume fini

Le calcul de L^M est ensuite effectué avec la somme des produits scalaires de chaque vecteur \mathbf{dist}_N et le vecteur gradient unitaire $\frac{\nabla\alpha}{|\nabla\alpha|}$. En dernière instance, ceci représente une pondération de l'échelle de distance locale en fonction de la direction du gradient et les dimensions des cellules. Dans le but d'éviter l'annulation de la somme composant L^M , due par exemple à des vecteurs distance symétriques, on sélectionne exclusivement les produits scalaires de résultats positifs (Eq. (73)).

$$L^M = \sum_1^N \max(\mathbf{dist}_N \cdot \left(\frac{\nabla\alpha}{|\nabla\alpha|}\right), 0) \quad (73)$$

Les simulations utilisant le solveur *vofTfmFoam* ont été conduites majoritairement avec des approches de modélisation de transfert de quantité de mouvement interfaciale déjà implémentées originellement dans *multiphaseEulerFoam*. Les termes M_ϕ considérés ici sont alors limités aux efforts de traînée et celui dû à la masse virtuelle. Le coefficient de traînée C_D est estimé avec le modèle de Schiller & Naumann (1933), déjà introduit dans le chapitre 1, et réécrit ici dans l'Eq. (74), pendant que le coefficient de C_{vm} (masse ajoutée) est supposé constant et égal à 0,5.

$$\begin{cases} C_D = \frac{24}{Re_b} (1 + 0.15Re_b^{0.687}) & Re_b \leq 1000 \\ C_D = 0.44 & Re_b > 1000 \end{cases} \quad (74)$$

Où le nombre de Reynolds des particules dispersées est défini comme $Re_b = \frac{\rho_{eau} u_r d_{bulle}}{\mu_{eau}}$ dans le cas des bulles immergées dans l'eau et $Re_b = \frac{\rho_{air} u_r d_{goutte}}{\mu_{air}}$ pour les gouttes d'eau dispersées dans l'air. Comme décrit par Wardle & Weller (2013), on implémente une pondération des coefficients obtenus dans les deux cas avec les valeurs locales de α_ϕ , approximant ainsi le calcul de C_D pour l'obtention d'une description plus complète des écoulements où les deux phases peuvent apparaître en régime dispersé.

La taille moyenne des particules dispersées a été, au cours de cette thèse, définie comme constante à chaque simulation. Un modèle de *population balance* comme le IATE est programmé dans le solveur TFM pur *twoPhaseEulerFoam*, et aurait pu être facilement transposé vers le code du *vofTfmFoam*. Cependant l'impossibilité de définir les conditions aux limites pour les tailles des particules (dans les écoulements étudiés, la création des bulles et gouttes se fait à l'intérieur du domaine de calcul, et non au niveau des surfaces limitrophes) engendrerait des incertitudes autant, voire plus importantes, qu'en fixant une taille constante. Par ailleurs, ce choix nous ouvre aussi l'opportunité d'évaluer de manière plus systématique l'impact de la taille des particules dans les résultats des simulations.

La tension de surface F_s est implémentée suivant le modèle de Brackbill, et al. (1992), tant pour *vofTfmFoam* que pour *interFoam*, où la courbure de l'interface κ_s (m^{-1}) est définie en fonction des dérivées secondes de α_ϕ dans l'espace.

$$\mathbf{F}_s = \sigma \kappa \nabla \alpha_\phi \quad (75)$$

$$\kappa_s = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_\phi}{|\nabla \alpha_\phi|} \right) \quad (76)$$

3.3 Position de *vofTfmFoam* par rapport aux autres solveurs

L'objectif de cette section est de situer le solveur *vofTfmFoam* parmi les méthodologies hybrides de calcul d'écoulements diphasiques, notamment celles développées sous le principe de la « résolution transitoire des grandes interfaces ».

On estime que ce solveur se retrouve dans une position d'équilibre entre le niveau de détails que la solution numérique pourrait fournir, et la complexité (et spécificité) des méthodes incluses. Prenons à titre de comparaison le solveur GENTOP de Hänsch, et al. (2012), développé dans le code ANSYS CFX. Il s'agit d'un solveur à « trois champs », c'est-à-dire qu'on calcule, au sein du domaine, la dynamique et les interactions de trois milieux continus interpénétrés : l'eau, l'air continu et l'air dispersé dans l'eau. La transition entre les deux phases gazeuses se fait alors par le biais d'un terme source Γ_ϕ , qui modélise le transfert massique entre l'air continu et l'air dispersé. Le champ d'air dispersé est résolu sous l'approche TFM, et est considéré polydispersé (le modèle de *population balance* MUSIG inhomogène est utilisé). En opposition, le solveur *vofTfmFoam* est défini à seulement « deux phases », l'eau et l'air. La transition entre les régimes continu et dispersé se fait de manière passive, sans terme source d'échange des phases. Le champ d'air dispersé est considéré monodispersé (d_{bulle} fixe).

De cette façon, le solveur GENTOP est évidemment capable de fournir plus de détails que *vofTfmFoam*. La définition du système diphasique en trois champs permet un plus grand contrôle de la transition de régimes d'écoulement, notamment sur deux aspects :

- 1) la production d'air dispersé dans l'écoulement est maîtrisée avec la définition du terme source pilotant le transfert massique de l'air en régime continu vers le régime dispersé. Sur ce volume d'air dispersé créé, on pourrait facilement

définir la distribution de taille des bulles dans l'écoulement sur laquelle ce volume est reparti, ce qui est très important pour le modèle de *population balance*. En d'autres mots, on maîtrise les conditions aux limites (immergées dans le domaine) de la phase d'air dispersée.

- 2) Le terme source qui définit la transition entre régimes peut être paramétré pour mieux correspondre aux observations expérimentales.

Or, en même temps que le solveur GENTOP nous donne plus de contrôle, on s'éloigne de la reproduction physique réelle des phénomènes avec l'intégration de « couches » de modélisation. Les phénomènes physiques (mécanismes de génération des bulles, distribution initiale des tailles des bulles...) en question étant encore partiellement inexplicables du point de vue scientifique, ces « couches » de modélisation sont soumises à des paramétrages et à une difficile généralisation. Le solveur *vofTfmFoam* offre à son tour moins de contrôle et de détails, mais aussi moins de paramétrage et un plus important potentiel de généralisation.

Enfin, on note que le temps de calcul requis par le solveur *vofTfmFoam* pour une simulation type est d'environ deux fois celui demandé par le solveur *interFoam*. Ceci constitue un petit compromis en échange d'une potentielle amélioration de la représentation des écoulements aérés.

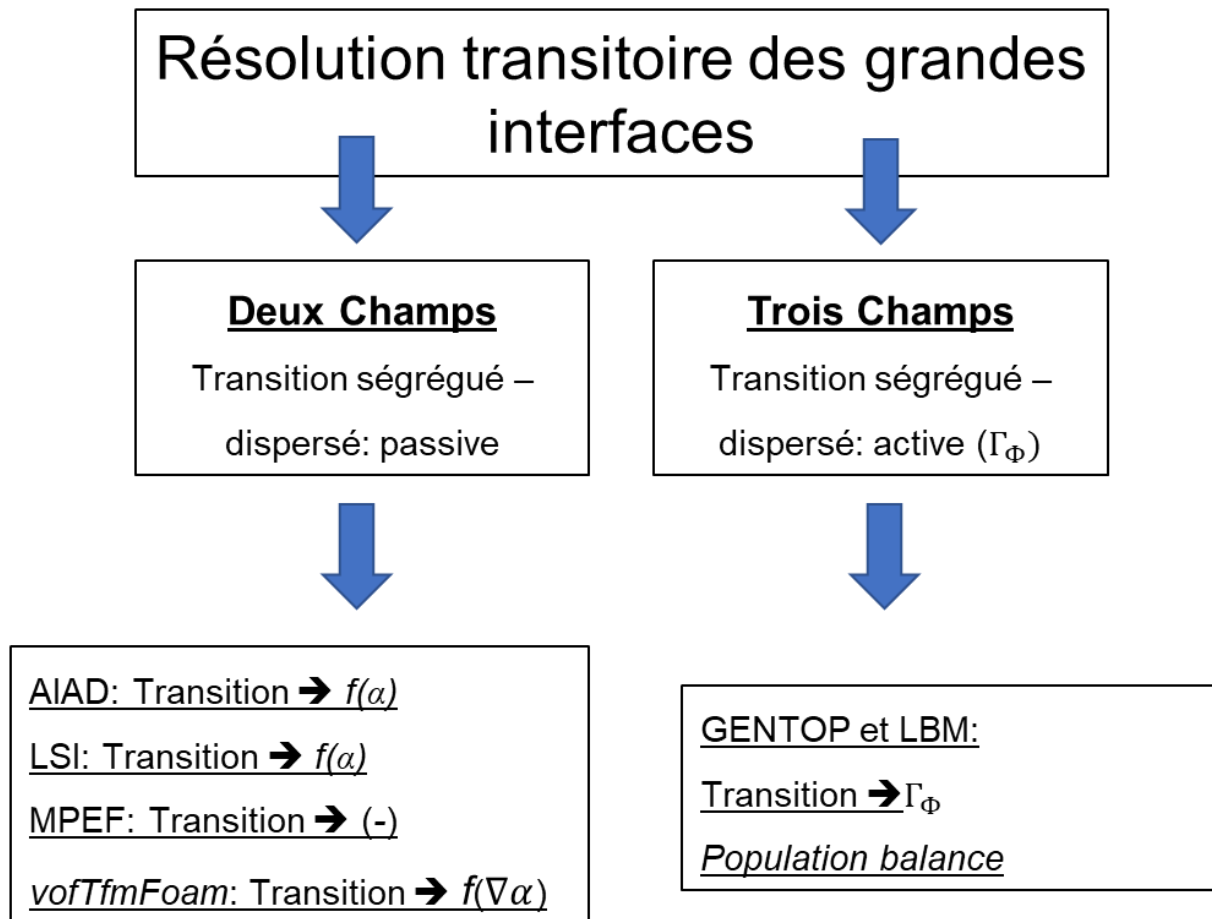


Figure 26 - Synthèse des méthodes développées pour le couplage d'approches diphasiques : inclusion du solveur vofTfmFoam

3.4 Conclusion du chapitre 3

Sous la base de l'étude bibliographique présentée dans les deux premiers chapitres, on a établi dans ce chapitre le cahier des charges à remplir que l'on considère *a priori* nécessaire pour obtenir une représentation réussie des écoulements aérés au sein d'une modélisation numérique. Les deux principales conditions à respecter sont les suivantes :

- 1) La résolution directe de la dynamique turbulente générant les principaux mécanismes d'entraînement d'air dans l'écoulement, notamment avec une méthode type LES (ou DES, VLES...)
- 2) La modélisation des petites structures interfaciales d'échelle plus faible que celle des cellules de calcul, notamment avec une approche type TFM.

On a ainsi implémenté dans la plateforme OpenFOAM® le solveur hybride VOF-TFM préconisé par Wardle & Weller (2013) et Shonibare & Wardle (2015). On estime que ce solveur présente un bon équilibre entre la complexité d'implémentation et d'usage *versus* la quantité de détails rendue disponible dans les résultats. On espère de cette manière que ce solveur puisse offrir un plus fort potentiel d'application à une plus large gamme de typologies d'écoulements aérés.

Dans l'objectif de vérifier ce propos, on réalise dans les prochains chapitres des simulations avec le solveur hybride *vofTfmFoam* implémenté, visant à reproduire deux importantes typologies d'écoulements aérés : les écoulements d'un jet d'eau en plongeon et d'un puits de chute présentant le phénomène d'aération localisée ; et l'écoulement d'une chute en marches d'escalier, qui présente le phénomène d'auto-aération. Les résultats des simulations seront confrontés à des mesures expérimentales, ainsi qu'aux résultats des simulations menées avec le solveur d'approche VOF *interFoam*.

4 Simulation de l'entraînement d'air localisé

On présente dans ce chapitre deux études numériques visant à reproduire des écoulements produisant le phénomène d'aération localisée. Les principaux objectifs sont :

- ❖ Evaluer la performance du solveur hybride implémenté *vofTfmFoam* vis-à-vis de la méthode VOF classique, ici employée par le biais du solveur *interFoam*.
- ❖ Analyser les effets des différentes approches de modélisation de la turbulence sur chaque solveur.

La première étude est basée sur les expériences de Chanson, et al. (2004), qui s'intéressent au cas d'un jet d'eau circulaire en plongeon. Ce cas test a été sélectionné parce qu'il s'agit d'un écoulement emblématique pour l'étude des mécanismes d'aération localisée. Le grand nombre d'études sur cet écoulement, disponible dans la littérature, et les mesures détaillées présentées dans l'article, permettront la réalisation d'une évaluation systématique du rôle des différents paramètres sélectionnés dans la conduite des simulations. On espère ainsi apprendre au mieux les bonnes pratiques de modélisation pour les utiliser ensuite dans d'autres cas d'application qui présentent une phénoménologie similaire.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la modélisation numérique de l'écoulement dans un puits de chute avec entrée en vortex de Viparelli (1961). Il s'agit d'un cas d'étude à fort intérêt pratique, représentant un écoulement très complexe, mais retrouvé de façon récurrente (Del Giudice & Gisonni (2011)). Parmi les modes de fonctionnement de l'ouvrage décrits par Viparelli (1961), celui en présence d'un « ressaut hydraulique vertical » attire plus d'attention. En effet, on y observe des caractéristiques analogues à celles de l'écoulement du jet d'eau en plongeon, où les mécanismes d'entraînement d'air localisé et le transport des bulles dispersées dans l'eau présentent un fort enjeu.

4.1 Cas du jet d'eau circulaire en plongeon

➤ Synthèse bibliographique

Le phénomène d'entraînement continu d'air par un jet liquide circulaire lisse plongeant dans le même liquide en repos a déjà été extensivement étudié expérimentalement, comme l'indiquent les articles de revue bibliographique de Bin (1993) et de Kiger & Duncan (2012). On y retrouve un grand nombre de corrélations empiriques établissant le lien entre le débit d'air entraîné et les caractéristiques d'écoulement du jet, plus précisément avec son nombre de Froude Fr . Cependant, l'importante complexité des mécanismes pilotant le piégeage des bulles (liée à la rugosité du jet et aux interactions des tourbillons sous la surface avec la cavité d'air), ainsi que la variabilité des conditions expérimentales rendent la formulation d'une relation générique extrêmement difficile.

On constate au début de cette décennie la multiplication des études employant des techniques CFD dans l'objectif de prédire les principaux aspects physiques de l'écoulement des jets en plongeon, y compris le débit d'air entraîné relatif au débit d'eau. Au-delà de l'intérêt pratique du développement des méthodes pour une prévision fiable de cet écoulement en particulier (on le retrouve dans une variété de situations ; des procédés chimiques aux usines nucléaires, de même que dans certaines chaînes de fabrication industrielle, ...), la modélisation réussie d'un jet d'eau en plongeon représenterait un premier pas vers la résolution d'écoulements plus complexes présentant des mécanismes similaires d'entraînement d'air.

Une large variété d'approches est employée dans la littérature, tant en ce qui concerne les techniques de modélisation diphasique, que les méthodes de modélisation de la turbulence. En dépit du fait que les fluctuations du champ de vitesses jouent un rôle majeur dans les mécanismes d'entraînement d'air, on retrouve des nombreuses études utilisant une approche RANS pour la résolution de ces écoulements, combinée avec une large gamme de méthodologies de solutions diphasiques avec résolution d'interface :

- ❖ Kendil, et al. (2010) utilisent un solveur AVOF pour comparer les solutions de deux versions du modèle $k-\varepsilon$ et un modèle RSM au sein d'un domaine tridimensionnel ;

- ❖ Qu, et al. (2011) réalisent des simulations en deux dimensions avec le modèle $k-\varepsilon$ standard pour comparer les solutions des techniques *Level-Set* et *Mixture Model* ;
- ❖ Qu, et al. (2012) utilisent une méthode GVOF combinée au modèle $k-\varepsilon$ standard dans un maillage 3D ;
- ❖ Lopes, et al. (2016) emploient le solveur *interFoam* avec le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ réalisable dans un maillage 3D ;
- ❖ Yin, et al. (2018) se servent d'un maillage 2D pour comparer les résultats d'un solveur de type *Level-Set* et d'un autre implémentant un couplage entre les approches *Level-set* et VOF avec le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard.

De manière générale, ces études présentent une validation limitée des résultats concernant les caractéristiques de l'entraînement d'air. On y retrouve davantage des analyses plus détaillées sur l'évolution des profils de vitesses du jet selon la profondeur et sur la longueur de pénétration de l'air dans l'eau. Lorsque les profils de concentration moyenne d'air sont analysés (Qu, et al. (2011), Yin, et al. (2018)), on observe un grand écart parmi les différentes méthodologies testées. Faute d'une comparaison directe avec des données expérimentales, une conclusion définitive sur la pertinence des résultats ne peut pas être exprimée.

Comme discuté lors des chapitres précédents, il est peu probable que la résolution des écoulements aérés avec une méthodologie RANS soit adaptée, sauf si un terme source d'entraînement d'air est ajouté, comme dans les approches de Moraga, et al. (2008) ou Ma, et al. (2010). Comme les modèles de turbulence de type RANS dissipent la plupart des mouvements tourbillonnaires des écoulements, les mécanismes physiques gouvernant l'entraînement de l'air au niveau de la jonction du jet avec la surface libre ne sont pas correctement calculés. Bien entendu, l'entraînement d'air est possible (et observé) lorsqu'on utilise cette approche, mais il est plus probablement dû à l'effet de cisaillement entre le jet et le corps d'eau le recevant, en plus des instabilités non-linéaires générées par le calcul des interfaces eau-air.

Dans le but de mieux reproduire les vrais mécanismes d'entraînement d'air, des simulations utilisant les techniques de modélisation de la turbulence de type LES (Khezzar, et al. (2015)) et VLES (Deshpande, et al. (2012), Deshpande & Trujillo

(2013)) ont été réalisées, combinées avec une approche VOF. Le travail de Khezzar, et al. (2015) présente une comparaison entre le comportement des jets de grandes et faibles perturbations. Le maillage utilisé dans cette étude est beaucoup plus dense que ceux utilisés dans les travaux menés avec une méthodologie RANS, et fournit visiblement une très importante quantité de détails dans la zone dispersée (même si ce n'est pas suffisant pour résoudre tout le spectre d'échelle des bulles). Néanmoins, les profils de concentration d'air moyenne restent largement surestimés dans les régions à proximité de la surface libre. Les études de Deshpande, et al. (2012) et Deshpande & Trujillo (2013) sont plutôt consacrées à caractériser phénoménologiquement le processus d'entraînement d'air des jets inclinés, qui diffèrent significativement des jets verticaux.

On note que la distinction réalisée ici entre les termes LES et VLES n'est pas liée à la résolution du maillage utilisé dans chaque étude citée, mais au fait que Khezzar, et al. (2015) emploient dans leur résolution numérique la modélisation des tourbillons à une échelle *sub-grid* de Smagorinsky- Lilly (1992), pendant que les simulations des deux autres articles n'emploient aucune modélisation de la turbulence. L'argumentaire énoncé par Deshpande, et al. (2012) et Deshpande & Trujillo (2013) pour la non-utilisation des modèles de turbulence est assez convaincant : il n'existe pas, à cette date, de modèles de turbulence couplant le mouvement des tourbillons et des interfaces diphasiques non-résolues. Les modèles de turbulence ne seraient ainsi pas adaptés notamment dans les zones en régime dispersé, puisqu'ils ont été conçus pour les écoulements monophasiques. Par ailleurs, un traitement spécial du modèle au niveau des interfaces serait requis pour annuler la production artificielle d'énergie cinétique turbulente du modèle (Frederix, et al. (2018)).

On fait finalement mention de l'étude de Boualouache, et al. (2018), qui porte sur la simulation des jets verticaux en plume avec une combinaison GVOF-RANS disponible dans un code commercial. Les résultats affichés sont étonnamment très satisfaisants, notamment sur les profils de concentration d'air moyenne. Au vu des difficultés présentées par les autres auteurs cités, qui ont parfois même utilisé des modèles plus sophistiqués et des maillages plus denses, ces résultats semblent sujet à caution.

Enfin, les différentes stratégies de couplage d'approches d'identification et de modélisation d'interface présentées dans le chapitre 2 ont aussi été employées pour

tenter de reproduire l'écoulement du jet d'eau en plongeon. En effet, Khezzar, et al. (2015) reconnaissent que le traitement des bulles sous-résolues par un modèle VOF pur par le biais d'une approche TFM pourrait amener à une meilleure description de l'écoulement en régime dispersé. Parmi les travaux employant une méthodologie de source artificielle d'entraînement d'air combinée à une résolution d'écoulement en RANS, on peut citer notamment les articles de Ma, et al. (2010) et Ma, et al. (2011a). Les résultats concernant les profils de concentration d'air sous la surface libre sont exceptionnellement proches des mesures expérimentales, avec l'observation des phénomènes de convection et diffusion de la fraction volumique d'air constatés empiriquement. Ceci confirme le fort potentiel de l'approche TFM utilisée pour résoudre adéquatement l'écoulement de la phase dispersée. Cependant, le volume d'air entraîné proprement dit est bien sûr imposé par le modèle implémenté dans la source, qui est sujet à des calibrations.

On fait également mention de quelques études employant des modèles dans la catégorie de « résolution transitoire de grandes interfaces », détaillées par ailleurs dans le chapitre 2. L'article de Schmidtke & Lucas (2009) est l'un des premiers à utiliser le solveur AIAD, qui bascule dynamiquement le terme gouvernant l'effort de traînée en fonction de la morphologie ségréguée ou dispersée de l'écoulement local. Les simulations sont réalisées avec une discrétisation particulièrement grossière du domaine de calcul, qui est à son tour simplifié à deux dimensions. Malgré la résolution insuffisante du maillage pour que les mécanismes d'aération soient bien calculés (associée à l'utilisation d'un modèle de turbulence RANS), l'entraînement d'air au niveau de l'impact du jet avec la surface libre est tout de même constaté lors des simulations. Il est en fait montré que dans ces conditions-là, le débit d'air entraîné devient fonction de la magnitude du coefficient de traînée (dont la sensibilité est examinée dans l'article), et que plus elle est forte, plus la formation de la cavité d'air autour du jet sera importante. Kendil, et al. (2011) testent dans des configurations similaires l'utilisation des modèles de *population balance* type MUSIG, mais sans validation expérimentale. L'étude de Hänsch, et al. (2012) introduit l'approche GENTOP pour le calcul des champs d'eau et d'air continu et d'air dispersé, composant ainsi un solveur à trois champs. Les simulations réalisées en 2D prédisent bien le phénomène d'entraînement d'air sans résolution directe des mécanismes d'aération, mais les résultats quantitatifs de débit d'air entraîné deviennent dépendants des

paramètres de calage du modèle numérique, plus notamment ceux qui concernent le modèle de *population balance* employé.

On évoque en dernier le travail de Shonibare & Wardle (2015), dont l'approche de modélisation a été suivie dans cette thèse avec l'implémentation du solveur *vofTfmFoam*, décrit dans le chapitre 3. Leur étude consiste à évaluer différentes méthodologies pilotant la transition de régimes d'écoulements en appliquant le terme de compression d'interface dans l'équation de transport de fraction volumique, ainsi que l'impact des tailles des bulles moyennes imposées au régime TFM. De cette manière, l'approche de transition basée sur la magnitude du gradient de la fraction volumique retenue dans cette thèse a été confrontée à une deuxième technique, qui doit être couplée à un modèle de *population balance*. La taille locale des bulles dispersées prédite par le modèle de *population balance* déterminerait ainsi si le régime d'écoulement devait être traité avec une approche ségréguée (au cas où les bulles sont grandes par rapport à la taille des cellules de calcul) ou dispersée (si les bulles sont trop petites pour être résolues dans le maillage). Le succès de cette approche suppose bien sûr le bon fonctionnement du modèle de *population balance* dans le cas d'étude. Il est reconnu par Shonibare & Wardle (2015) que le fait de considérer n'importe quel modèle actuel de *population balance* comme prédictif sans une calibration minutieuse de ses termes sources serait « trop optimiste ».

En ce qui concerne l'impact des tailles des bulles dispersées (dans les cas où elles sont considérées de taille constante), il est constaté que ce paramètre joue un rôle important dans la transition des régimes d'écoulement. Alors que le fait d'imposer une taille moyenne de magnitude plus élevée engendre une dispersion moindre (donc un écoulement visuellement plus proche de celui qui serait calculé par un solveur VOF), la sélection d'un diamètre de bulle plus faible augmente l'observation des zones du domaine en régime dispersé. Cela pourrait s'expliquer simplement par le fait que la taille de bulle dispersée influence directement le calcul du coefficient de traînée. De cette façon, lorsque, par exemple, une interface présente dans l'écoulement se diffuse suffisamment pour que la transition de régime soit activée, le volume d'air détaché, maintenant traité en régime dispersé, subira un effort de traînée. Plus la taille de bulle définie est grande, plus l'effort de traînée appliqué sera intense, ce qui se traduit dans un « frein » plus fort dans son advection. Si ce « frein » est trop important, l'air dispersé

aura une plus forte tendance à se réattacher à l'interface de laquelle il s'est originellement libéré.

Malgré les conclusions très intéressantes apportées par Shonibare & Wardle (2015), aucune validation avec des mesures expérimentales n'est réalisée.

➤ **Bilan de la synthèse bibliographique**

On retrouve dans la littérature scientifique une grande quantité d'études cherchant à reproduire le phénomène d'entraînement d'air dans l'écoulement des jets d'eau en plongeon.

Faute d'inclure un terme source d'injection d'air, il semble peu recommandable d'utiliser l'approche RANS combinée à une technique d'identification d'interfaces dans l'objectif d'obtenir des résultats prédictifs sur l'entraînement d'air.

Les études utilisant les approches LES et VLES montrent qu'elles sont mieux adaptées pour résoudre directement les mécanismes physiques d'entraînement d'air. Cependant, l'utilisation des techniques d'identification d'interface dans ces travaux tronque la représentation des plus petites échelles d'interfaces, qui ne sont pas détectées dans le maillage.

L'utilisation des méthodes hybrides « identification + modélisation d'interfaces » comme AIAD et GENTOP se montrent capables de prédire l'entraînement d'air même sans la résolution directe des mécanismes physiques d'aération. On observe néanmoins une sensibilité considérable de ces solveurs quant au paramétrage de la modélisation de la zone d'air dispersée.

On envisage dans cette étude de vérifier le potentiel de prédiction du solveur hybride implémenté *voTFmFoam*, visant à remplir le cahier de charges pour la modélisation d'écoulements aérés établi dans le chapitre 3. De cette manière, on cherche dans les simulations à résoudre directement les mécanismes d'entraînement d'air (avec une approche VLES), ainsi qu'à modéliser les petites structures interfaciales avec l'approche TFM.

On présente dans la suite des simulations de jets d'eau en plongeon visant à reproduire les écoulements étudiés par Chanson, et al. (2004).

4.1.1 Présentation du cas d'étude

L'étude expérimentale de Chanson, et al. (2004) a été sélectionnée comme référence pour la réalisation des simulations numériques, notamment à cause de la richesse des détails présentés concernant les concentrations d'air entraîné par le jet sous la surface libre. Par ailleurs, même si l'échelle des écoulements étudiés dans le modèle physique est bien inférieure à celle des ouvrages hydrauliques grandeur nature (comme les puits de chute), on retrouve dans Chanson, et al. (2004) des jets à plus forts Re et We que dans d'autres études comme celles de Bonetto & Lahey (1993) et Qu, et al. (2011).

L'instrumentation utilisée pour la mesure des concentrations d'air consistait en des sondes de conductivité intrusives de l'ordre de 10^{-4} m, capables de détecter le milieu (eau ou air) avec lequel elles sont en contact. La fréquence d'enregistrement des sondes était de 5 kHz au minimum, pour un temps d'enregistrement entre 3 et 5 minutes. La concentration moyenne d'air C correspond à la fraction du temps pendant laquelle la sonde a capté de l'air. Selon Chanson, et al. (2004), les profils de C le long des axes horizontaux passant par la ligne centrale du jet peuvent être approximés par une équation d'advection-diffusion des bulles telle que l'Eq. (77).

$$C = \frac{Q_{air}}{Q_{eau}} \frac{1}{4D^{\#}(x - x_1)/Y_{C_{max}}} \exp\left(-\frac{1}{4D^{\#}} \frac{(r/Y_{C_{max}})^2 + 1}{(x - x_1)/Y_{C_{max}}}\right) \times I_0\left(\frac{1}{2D^{\#}} \frac{r/Y_{C_{max}}}{(x - x_1)/Y_{C_{max}}}\right) \quad (77)$$

Où $D^{\#}$ est une mesure adimensionnelle de la diffusivité des bulles, x est la coordonnée longitudinale de l'axe horizontal r (c'est-à-dire, la distance entre le point de mesure et le local d'éjection du jet), x_1 est la distance entre le local d'éjection du jet et la surface libre (cf. Figure 27), $Y_{C_{max}}$ est la position radiale sur l'axe horizontal de mesure où la concentration moyenne d'air est maximale, et Q_{air} et Q_{eau} sont respectivement le débit d'air entraîné et le débit d'eau du jet. La fonction de Bessel modifiée de première espèce et ordre zéro est représentée par I_0 . Les valeurs de $Y_{C_{max}}$ et de x_1 doivent être observées empiriquement, et le ratio Q_{air}/Q_{eau} et la diffusivité $D^{\#}$ sont obtenues en ajustant la courbe en fonction des données.

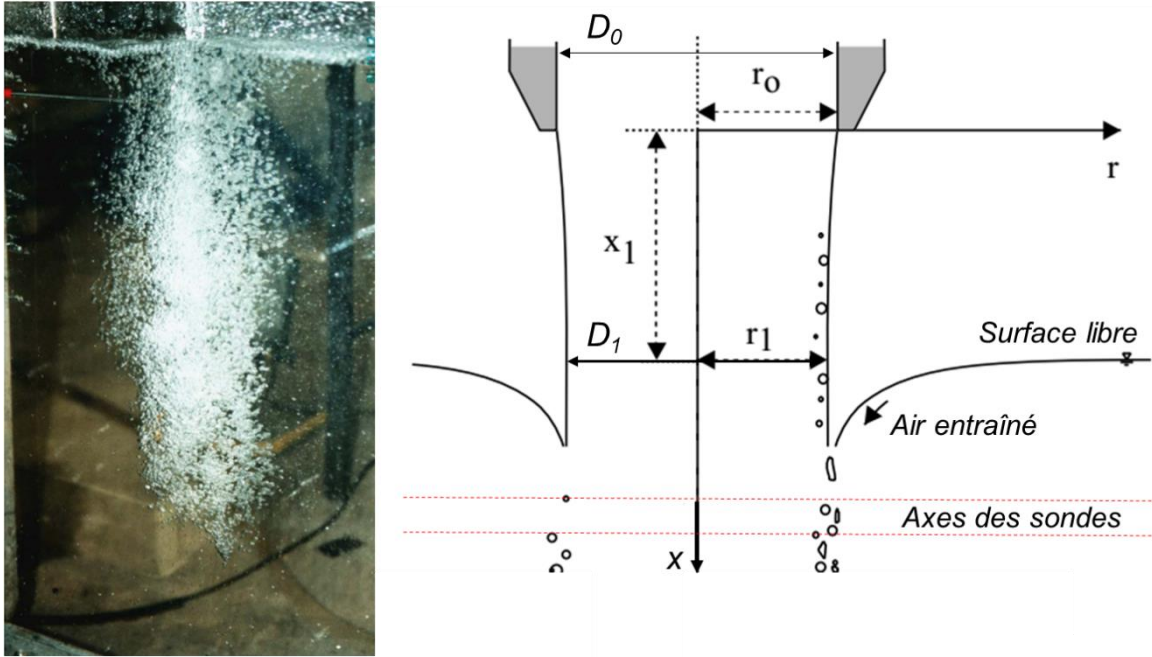


Figure 27 – Panache des bulles entraînées par le jet (gauche) ; Schéma de l'écoulement du jet d'eau circulaire en plongeon (droite) ; adapté de Chanson, et al. (2004). Reproduit avec la permission de Elsevier.

Les expériences de Chanson, et al. (2004) schématisées dans la Figure 27 ont été conduites dans 3 échelles différentes pour les jets. Les modèles physiques M1, M2 et M3, correspondant respectivement à des jets de diamètre initial D_0 de 25 mm, 12,5 mm et 6,83 mm, ont été comparés tout en respectant la similarité de Froude (Tableau 2). Il est constaté que celle-ci n'est pas suffisante pour garantir des résultats d'entraînement d'air équivalents dans tous les modèles ; en particulier, le modèle M3 a produit un entraînement d'air plus faible que les deux autres, qui ont quant-à-elles fourni des concentrations moyennes d'air identiques quand $Fr_1 = 8,5$ et $Fr_1 = 9$. Cependant, lorsque $Fr_1 = 7$, le modèle M2 a entraîné moins d'air que le modèle M1. Bien évidemment, les différences observées sont dues à l'écart des autres rapports d'efforts pertinents dans les écoulements diphasiques, à noter le We et le Re . Selon Chanson, et al. (2004), des effets d'échelle significatifs seraient observés lorsque $We_1 < 1000$, ce qui est le cas pour les écoulements du modèle M3.

Tableau 2 – Caractéristiques des écoulements étudiés par Chanson, et al. (2004). L'indice « 0 » fait référence aux caractéristiques initiales du jet, tandis que l'indice « 1 » indique les caractéristiques au niveau de la surface libre.

Modèle	D_0 (m)	D_1 (m)	σ (N/m)	ν (m ² /s)	V_1 (m/s)	Fr_1	We_1	Re_1
M1	0.025	0.024	0.055	1.02E-06	3.5	7.2	5.3E+03	8.3E+04
					4.1	8.4	7.3E+03	9.7E+04
					4.4	9.1	8.4E+03	1.0E+05
M2	0.0125	0.012	0.073	1.22E-06	2.4	7.1	9.6E+02	2.4E+04
					3.0	8.9	1.5E+03	3.0E+04
					3.2	9.3	1.7E+03	3.1E+04
M3	0.0068	0.0066	0.073	1.22E-06	1.8	7.0	2.9E+02	9.7E+03
					2.2	8.5	4.2E+02	1.2E+04
					2.3	9.0	4.8E+02	1.2E+04

4.1.2 Le domaine de calcul et maillage

Les simulations des modèles physiques de Chanson, et al. (2004) ont été réalisées dans des domaines de calcul **tridimensionnels**, respectant au mieux l'échelle et les proportions géométriques décrites. On montre dans la Figure 28 le domaine 3D générique utilisé pour chacun des modèles étudiés. Comme le diamètre initial du jet D_0 du modèle M1 est simplement le double du modèle M2, la géométrie et le maillage du domaine ont été conçus une fois pour toute, puisqu'il suffit de remettre le domaine à l'échelle souhaitée pour la simulation des écoulements (en multipliant toutes les dimensions par deux), et sans déformation des cellules de calcul.

L'implémentation des conditions aux limites dans le modèle numérique montré dans la Figure 28 est détaillée dans l'Annexe 2.

On observe dans la Figure 29 les trois degrés de raffinement du maillage conçus pour la réalisation des simulations. Il est à noter qu'une zone de raffinement plus dense est intégrée autour de l'axe longitudinal du jet, justement là où on s'attend à observer l'impact entre le jet et la surface libre, et ainsi les principaux mécanismes d'entraînement d'air.

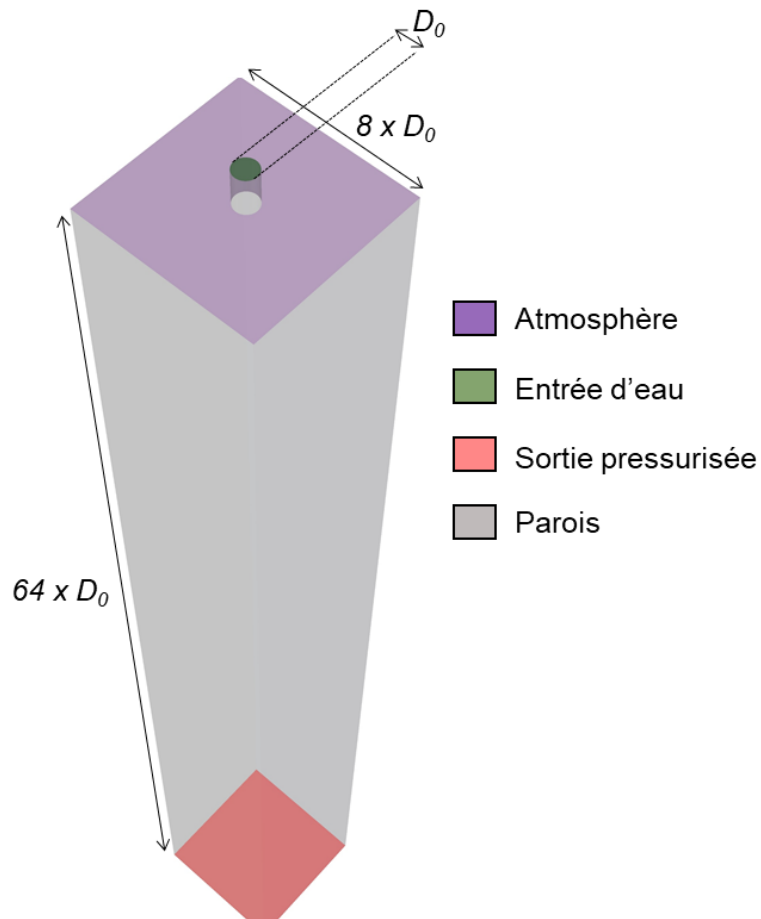


Figure 28 - Domaine de calcul tridimensionnel utilisé pour les simulations et les conditions aux limites

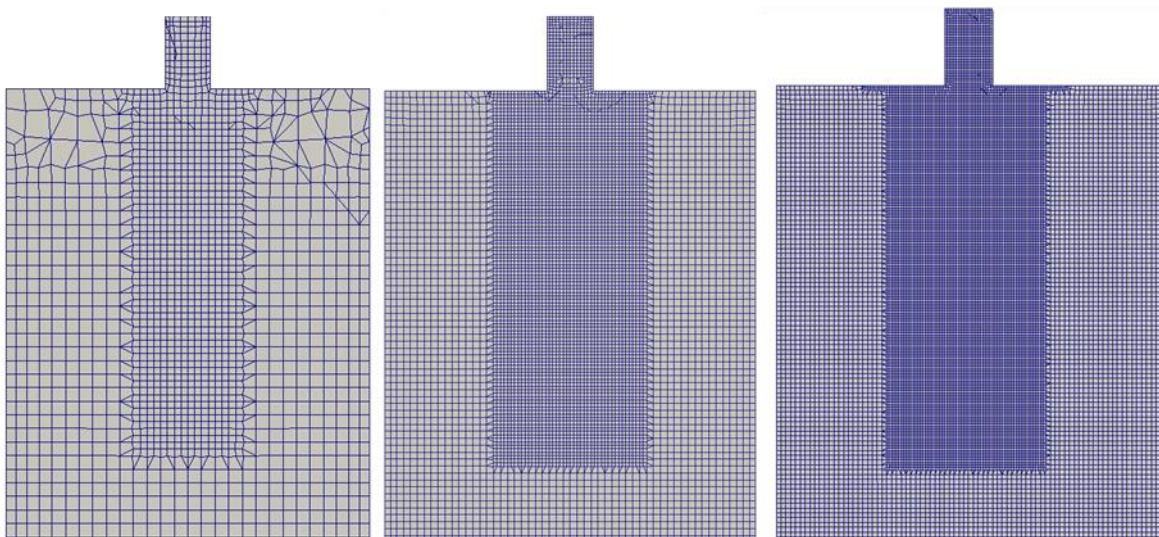


Figure 29 - Les trois degrés de raffinement du maillage : grossier (gauche), moyen (centre) et fin (droite)

Les cellules de calcul le plus fines du maillage grossier localisées autour du jet ont une échelle qui correspond à environ 6 cellules par diamètre D_0 , pour un maillage de 5×10^4 éléments de calcul, le maillage moyen est discrétisé à 14 cellules par D_0 , totalisant $5,2 \times 10^5$ mailles, et le maillage fin possède à son tour 20 cellules par D_0 pour

un total de $1,7 \times 10^6$ cellules. Bien entendu, la taille effective des cellules dépendra du modèle physique simulé ; par exemple, dans les simulations du modèle M2 les cellules autour du jet mesurent environ 1,9 mm pour le maillage grossier, 0,9 mm dans le maillage moyen et 0,63 mm pour le maillage fin. Ainsi, les dimensions des cellules du modèle M1 doublent pour chaque degré de raffinement du maillage.

4.1.3 Les simulations

Les simulations menées dans cette étude concernent uniquement les modèles M1 et M2 à un nombre $Fr = 8,5$ (le modèle M3 a été négligé dans cette étude car il présente une trop petite échelle). Comme discuté précédemment, les mesures effectuées sur les modèles physiques ont indiqué des concentrations moyennes d'air entraîné identiques dans ces deux configurations. L'objectif ici est alors d'évaluer le solveur implémenté *vofTfmFoam* vis-à-vis de ces résultats, tout en le comparant avec la performance du solveur VOF classique *interFoam*. Comme le montre le Tableau 3, l'influence d'un certain nombre de paramètres a pu être évaluée lors des simulations, plus notamment en ce qui concerne la définition du maillage, l'approche de modélisation de la turbulence, et la taille moyenne des bulles sans définition d'interface d_{bulle} , imposée dans le cas du solveur *vofTfmFoam*. Les valeurs de d_{bulle} ont été sélectionnées de façon arbitraire pour évaluer l'impact de ce paramètre dans les résultats.

Tableau 3 – Synthèse des principaux paramètres de simulation

Modèle physique	Maillage	Modèle de turbulence	d_{bulle} (mm)	Fr_1
M1	Moyen	S-M	3	8,5
M2	Grossier, Moyen, Fin	S-M ; RANS (k- ω SST ; k- ϵ standard)	1 ; 3	8,5

Il est important de noter que seules les simulations sans modèle de turbulence (S-M) auraient en principe le potentiel de résoudre effectivement les mécanismes responsables de l'entraînement d'air, puisque les fluctuations turbulentes du champ de vitesses calculées dans le modèle ne seraient pas sur-dissipées du fait de la diffusivité liée à la viscosité turbulente. Selon Fröhlich & von Terzi (2008), l'application des modèles de type LES dans des maillages insuffisamment raffinés aboutit à

l'obtention de résultats dégradés du champ de vitesses. Pour cette raison, on a donc décidé de réaliser des simulations sans prendre en compte de modèle de turbulence.

4.1.4 Résultats

4.1.4.1 Aspects macroscopiques

Une manière efficace de démontrer l'influence des différents paramètres dans le calcul de l'écoulement diphasique est de présenter les principaux aspects macroscopiques issus des simulations, car on peut immédiatement les comparer aux caractéristiques observées lors des expérimentations. Les instants initiaux de l'impact du jet sur le corps d'eau en repos, et son évolution vers un régime d'entraînement d'air en continu ont été étudiés par Zhu, et al. (2000) et Qu, et al. (2013). On observe lors de la pénétration initiale la formation d'une grande cavité d'air entourant le jet. Au fur et à mesure que la cavité s'allonge, elle subit un rétrécissement en cou, qui finit par se rompre en deux parties (cf. Figure 30). Pendant que la partie amont de la cavité se rétrécit vers la surface libre, la partie aval, prenant la forme d'une poche d'air toroïdale complètement détachée de la surface, continue à descendre, avant de subir une rupture généralisée, la transformant ainsi en plusieurs bulles qui finiront par remonter vers la surface. Une fois que ce processus initial est complet, on observe ensuite l'écoulement caractéristique des jets d'eau en plongeon présentant un entraînement continu de bulles, sans la formation de cavité de grande échelle telle que celle observée auparavant.

On présente dans la Figure 30 les étapes initiales de l'impact entre le jet et la surface libre observées expérimentalement par Qu, et al. (2013) comparées à celles obtenues par la simulation du modèle M2 avec le solveur *interFoam* dans le maillage grossier et sans modélisation (*S-M*) de la turbulence (iso-surface $\alpha_{eau} = 0,5$). D'un point de vue phénoménologique, la simulation reproduit assez bien chacune des étapes, avec la création de la cavité dans le temps t_1 , son extension et formation d'un cou (zone rétrécie) en t_2 , la fermeture complète du cou et la division de la cavité en deux parties à t_3 , et la rupture de la poche d'air en t_4 .

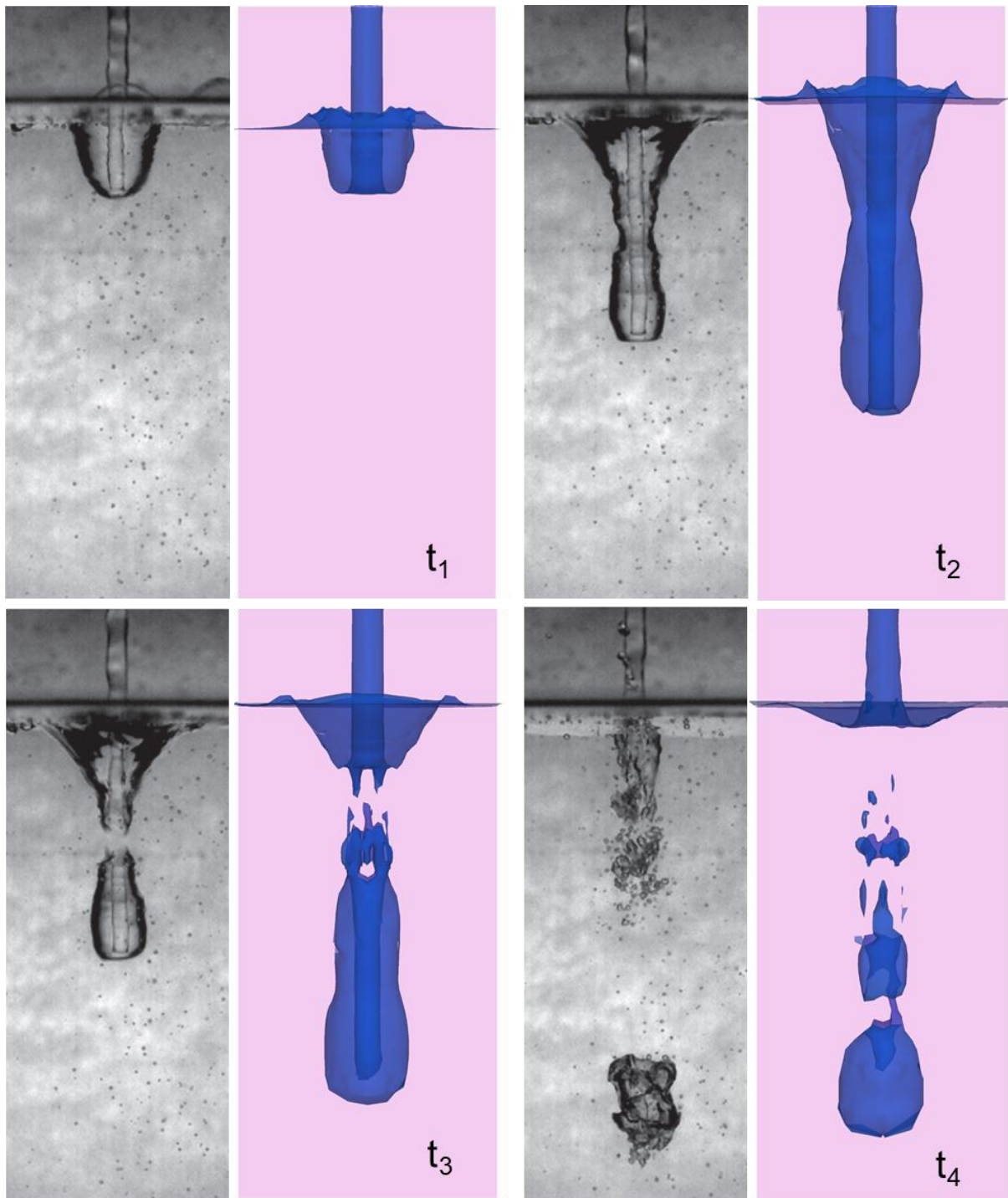


Figure 30 - Processus initial du plongeon ; comparatif entre simulation (M2, *interFoam*, maillage grossier, S-M, $\alpha_{eau} = 0,5$) et expérience (clichés de Qu, et al. (2013) reproduits avec la permission de Elsevier)

Lorsqu'on emploie un modèle de turbulence de type RANS dans les mêmes conditions de simulation avec le solveur *interFoam*, on obtient des résultats sensiblement différents. De la même manière que précédemment, l'évolution temporelle des premiers instants de l'impact entre le jet et la surface calculés avec les modèles $k-\omega$ SST et $k-\epsilon$ standard sont présentés en Figure 31.

On observe initialement ($t = t_2$) des résultats équivalents parmi les simulations, avec la création d'une grande cavité d'air, son extension et la formation d'un cou (dont la position n'est pas identique dans les différentes simulations). Les différences plus importantes entre les deux approches sont constatées lors des pas de temps ultérieurs, par exemple quand $t = t_4$. Le calcul utilisant le modèle $k-\varepsilon$ standard reproduit bien la séparation de la cavité en deux parties au niveau du cou, mais, au lieu de prévoir le rétrécissement de la partie amont vers la surface comme dans la simulation $S-M$ et dans l'expérience, on constate la conservation d'une grande cavité entourant le jet. Par ailleurs, la poche d'air entraînée reste intacte, sans rupture. L'aspect de l'écoulement calculé avec le modèle $k-\omega$ SST est encore plus inadapté, où même la séparation de la cavité au niveau du cou n'est pas observée.

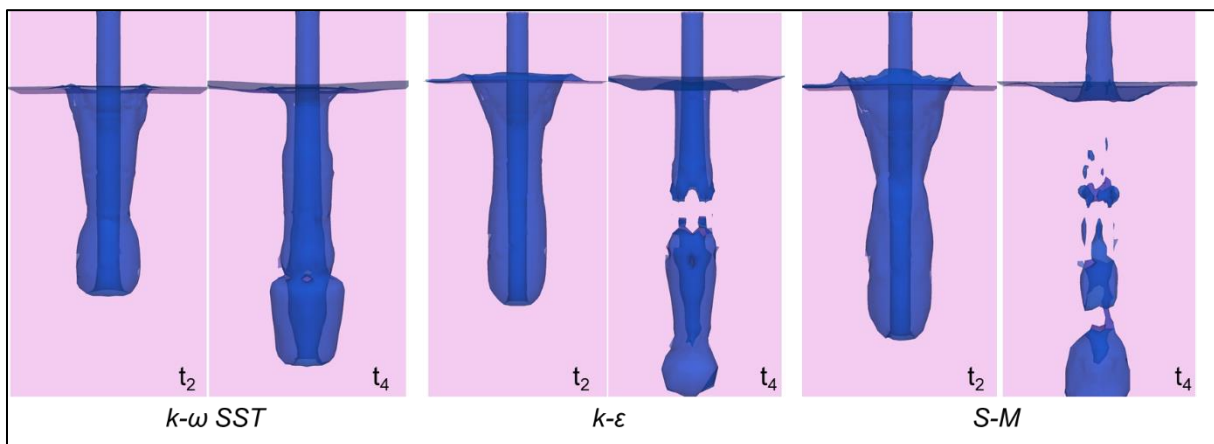


Figure 31 – Instants initiaux de l'impact entre le jet et la surface libre (M2, *interFoam*, maillage grossier, modèles de turbulence RANS, $\alpha_{\text{eau}} = 0,5$)

Cet effet de surestimation de la longueur de la cavité autour du jet après les étapes initiales a déjà été constaté par Lopes, et al. (2016), lorsqu'ils ont réalisé des simulations d'un jet d'eau dans des conditions similaires à celui présenté ici, utilisant le solveur *interFoam* avec le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ réalisable. Cependant, la conclusion formulée par Lopes, et al. (2016) indique que la surestimation de la longueur de la cavité est due à l'utilisation d'un maillage insuffisamment raffiné pour le calcul des forces générant sa rupture. Or, cette problématique est observée par Lopes, et al. (2016) en utilisant des maillages avec un degré de raffinement équivalent au maillage fin conçu dans la présente étude, et, pourtant, on observe bel et bien ici dans la simulation $S-M$ une rupture de la cavité, même avec un maillage grossier.

En fait, le rallongement excessif de la cavité d'air autour du jet est dû à la surgénération de viscosité turbulente au niveau de la couche de cisaillement créée

entre le jet et le corps d'eau. Cette viscosité turbulente ajoutée au système engendre la dissipation des fluctuations du champ de vitesses, qui sont en charge de générer les mécanismes de rupture de la cavité et de piégeage des bulles d'air. De manière assez ironique, les résultats des simulations incluant un modèle de turbulence produisent un écoulement ressemblant plutôt à celui des jets liquides de forte viscosité coulant dans un régime laminaire (Figure 32), ce qui est cohérent avec le fait que le modèle de turbulence génère une viscosité (turbulente) excessive.

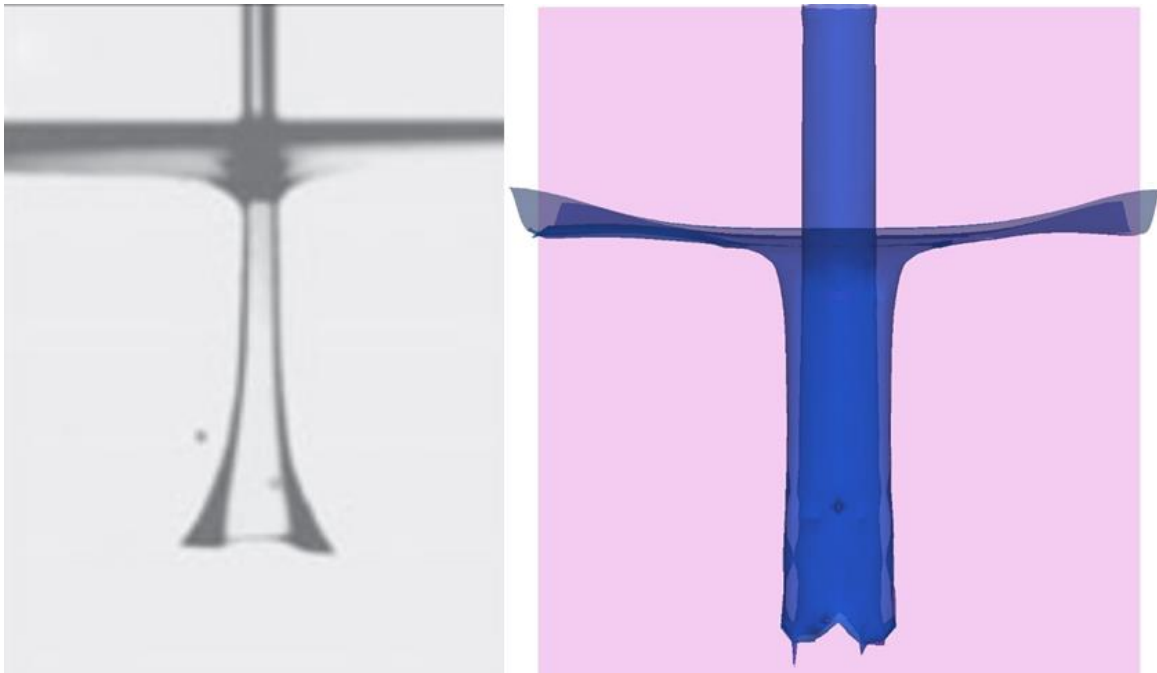


Figure 32 - Jet d'huile de silicone d'après Lorenceau, et al. (2004) (gauche, reproduit avec la permission de American Physical Society) ; simulation d'un jet d'eau (M2, *interFoam*, maillage grossier, $k-\epsilon$) (droite)

On se tourne maintenant vers l'analyse des aspects macroscopiques obtenus avec le solveur *voTfmFoam*. On présente dans la Figure 33, de la même façon qu'effectuée précédemment, les instants initiaux de l'impact entre le jet et la surface libre. Contrairement à ce qui se passe avec les solutions obtenues avec le solveur *interFoam*, on constate ici que les simulations intégrant des modèles de turbulence RANS prédisent bien la séparation de la cavité en deux morceaux après t_2 , et le rétrécissement de la partie amont vers la surface libre. L'instant $t = t_5$ correspond à quelques dixièmes de seconde après l'instant t_4 , et exhibe dans l'expérience le début du régime continu d'entraînement d'air. Dans les simulations, ce régime se produit de manière phénoménologiquement différente.

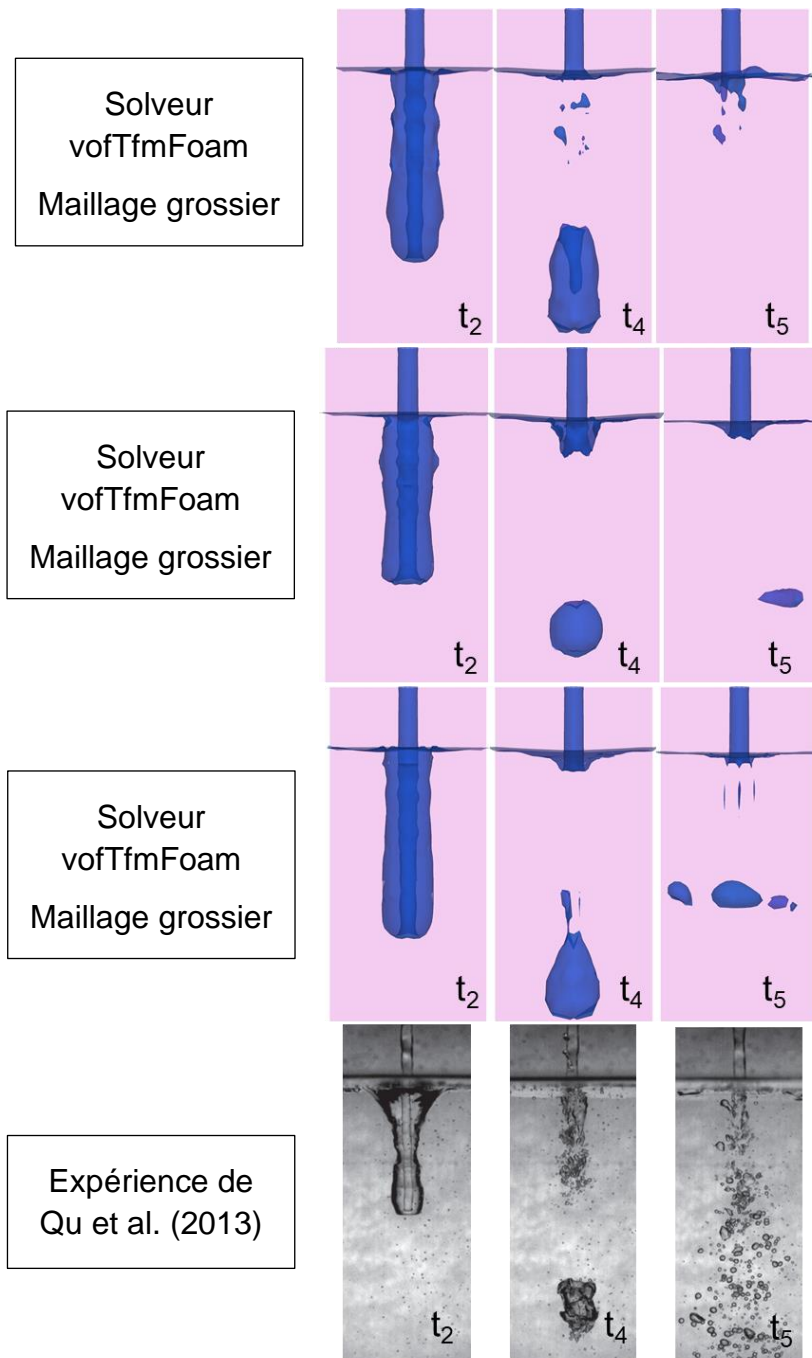


Figure 33 – Evolution temporelle de l'impact initial entre le jet et la surface libre simulée avec le solveur vofTfmFoam, dans un maillage grossier ; du haut vers le bas : sans inclusion de modèle de turbulence, $k-\epsilon$, $k-\omega$ SST, photos de Qu, et al. (2013) reproduites avec la permission de Elsevier

On observe dans la simulation S-M une manifestation qualitative des mécanismes réels d'entraînement d'air ayant lieu dans la pratique, c'est-à-dire, la création des petites cavités d'air, qui s'allongent par les efforts de cisaillement générés par le jet, et qui se rompent fondamentalement par l'action de la turbulence (Figure 34). D'un autre côté, les simulations menées avec un modèle de turbulence de type RANS présentent la formation d'une petite cavité symétrique autour du jet et stable dans le temps. L'entraînement d'air n'est alors pas produit par les vrais mécanismes

physiques, puisque les modèles de turbulence dissipent la plupart des fluctuations de vitesses. Comme on peut voir dans la Figure 34, l'air en régime dispersé est entraîné plutôt par l'advection de la fonction de fraction volumique, qui est plus facilement détachée de la surface libre en conséquence de la désactivation de la compression d'interface. On en déduit que c'est aussi pour cette raison que les simulations menées avec le solveur *vofTfmFoam* et les modèles de turbulence type RANS offrent une meilleure prévision de la taille de la cavité en régime d'entraînement d'air continu que les simulations en *interFoam*, qui appliquent la compression d'interface partout.

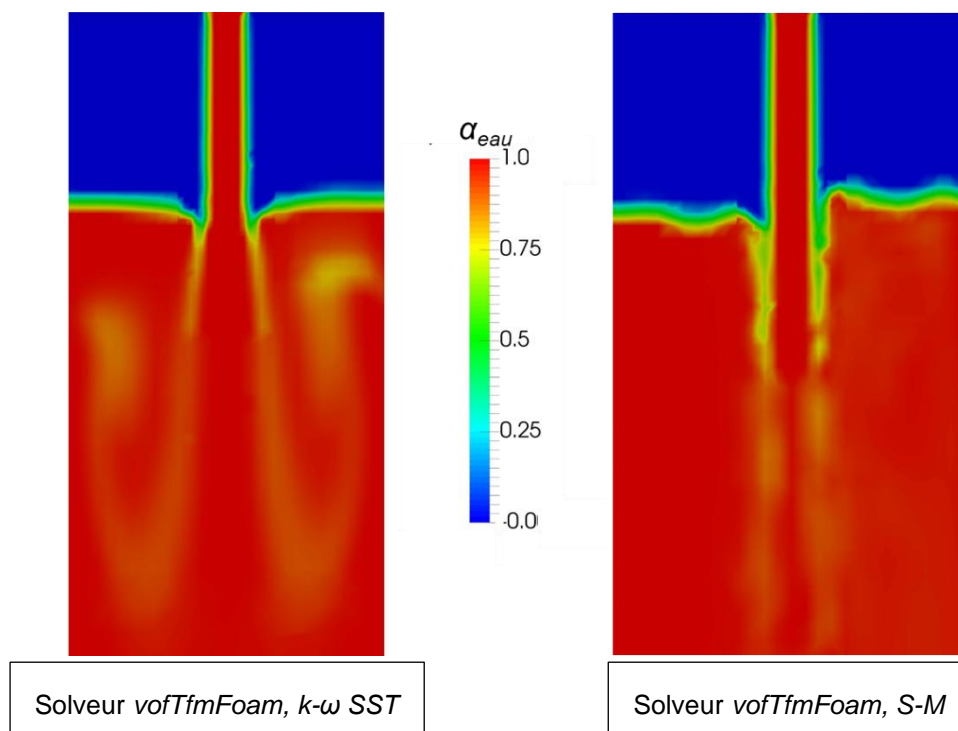


Figure 34 – Coupe transversale des résultats à $t = t_5$ obtenus avec le solveur *vofTfmFoam* ; à gauche, *k-omega SST*, à droite, sans modélisation de la turbulence

Ce résultat est similaire à ce qui a été obtenu par d'autres auteurs utilisant des méthodologies de simulation couplant les approches VOF et TFM, comme Kendil, et al. (2011) et Hänsch, et al. (2012).

Un inconvénient important s'est néanmoins produit lors des simulations *vofTfmFoam*-RANS, qui a empêché toute exploitation des résultats des calculs utilisant cette approche. L'air entraîné en régime dispersé subit naturellement la pousse d'Archimède et tend à remonter vers la surface une fois qu'il a pénétré une certaine profondeur. L'ensemble des bulles continuellement entraînées par le jet et celles remontant à la surface forment ainsi un panache de bulles.

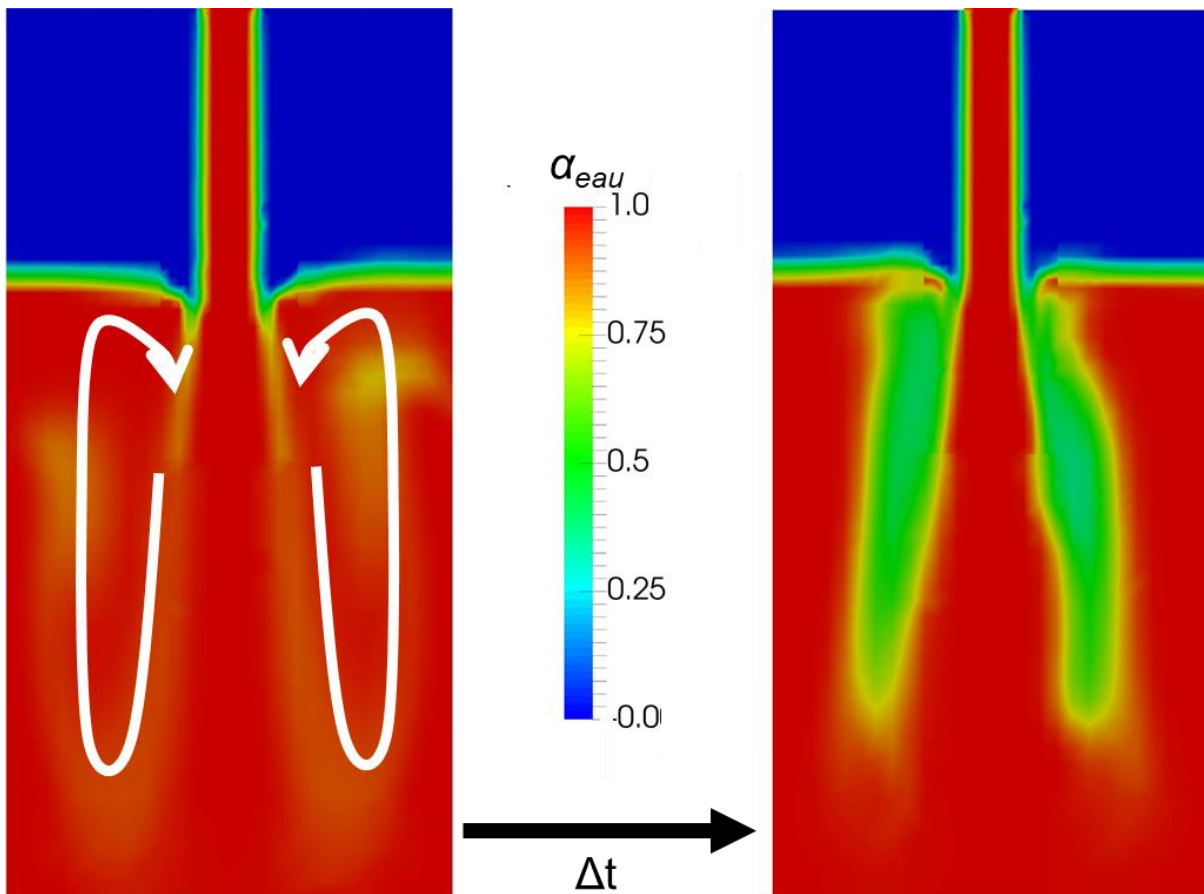


Figure 35 – Evolution temporelle du panache de bulles (*vofTfmFoam*, maillage grossier, RANS)

La grosse problématique constatée dans notre modèle est que le champ de vitesses, calculé avec les modèles de turbulence, forme de grandes recirculations qui induisent un mouvement des bulles remontantes vers le centre du jet d'eau. En dernière instance, cette fraction d'air est piégée dans la recirculation, et est fusionnée avec les nouvelles bulles entraînées, ce qui génère un champ de fraction volumique relativement stable (et complètement non-physique) comme celui de la Figure 35.

Ce résultat dégradé provient probablement de plusieurs facteurs. En premier lieu, le champ de vitesses quasi-stationnaire obtenu lorsqu'on inclut un modèle de turbulence type RANS favorise l'amplification de l'effet de concentration de la fonction de fraction volumique d'air, à partir de sa rétro-alimentation avec les bulles d'air remontantes. A l'inverse, si le champ de vitesses était plus instable (comme dans les simulations sans modélisation de la turbulence), le mouvement de l'air remontant ne serait pas entièrement induit vers le centre du jet, puisque les fluctuations de vitesses agiraient dans le sens d'une plus grande diffusion des bulles. Pour cette raison, les simulations *vofTfmFoam-S-M* ne présentent pas cette problématique.

Par ailleurs, on note que les simplifications dans la modélisation des efforts de transfert interfacial de quantité de mouvement adoptées dans le solveur *vofTfmFoam* ont aussi pu jouer un rôle important. Comme montré par Kendil, et al. (2011), la modélisation de l'effort de portance subi par les bulles dispersées pourrait être spécialement pertinent dans le mouvement des bulles entraînées remontant vers la surface libre. Selon Kendil, et al. (2011), pour les bulles de faible échelle de diamètre (inférieur à 5 mm), la portance induit un mouvement vers le centre du jet, alors que pour des bulles de taille plus élevée, l'effort de portance agit dans le sens opposé. Or, dans le solveur *vofTfmFoam* on ne représente ni l'effort de portance ni un champ polydispersé des bulles. Cet aspect est ainsi omis dans nos simulations, ce qui favorise également la surconcentration d'air autour du jet.

➤ Bilan

On observe ainsi que l'intégration des modèles de turbulence de type RANS empêchent une représentation physique fiable de l'écoulement. Dans le cas du solveur *interFoam*, l'élimination des fluctuations du champ de vitesses génère une surestimation de la longueur de la cavité d'air autour du jet, nuisant ainsi à la reproduction numérique du phénomène d'entraînement d'air. Dans les simulations réalisées avec *vofTfmFoam*, les recirculations du champ de vitesses sous la surface engendrent une surconcentration de la fraction volumique d'air au niveau de la localisation de l'aération.

Compte tenu des différentes problématiques observées lors de l'utilisation des modèles de turbulence type RANS, tant dans les simulations menées avec le solveur *interFoam* que dans celles réalisées avec *vofTfmFoam*, on présentera, par la suite, exclusivement les résultats obtenus avec des simulations conduites sans modélisation de la turbulence.

4.1.4.2 Profils de vitesses

Dans l'objectif de vérifier la pertinence des simulations menées sans modélisation de la turbulence, on analyse les champs de vitesses obtenus avec les deux solveurs. On montre par exemple, dans la Figure 36, les champs de vitesses instantané et moyenné dans le temps au niveau de la section longitudinale calculés avec le solveur *vofTfmFoam* dans le maillage fin. On constate juste en aval de la

jonction entre le jet et la surface libre le développement rapide d'importantes fluctuations du champ de vitesses instantané. Cela se traduit par un champ de vitesses moyenné très diffusif, avec une dispersion grandissante suivant l'éloignement de la surface libre. Ces caractéristiques qualitatives correspondent fortement aux observations expérimentales de Qu, et al. (2013), qui ont mesuré les champs de vitesses d'un jet d'eau en plongeon sans entraînement d'air avec une technique de PIV.

Cela confirme la résolution effective d'une partie des tourbillons qui se développent dans un écoulement turbulent par les simulations sans modélisation de la turbulence, justifiant ainsi l'appellation de cette approche par certains auteurs de VLES (*Very Large Eddy Simulation*).

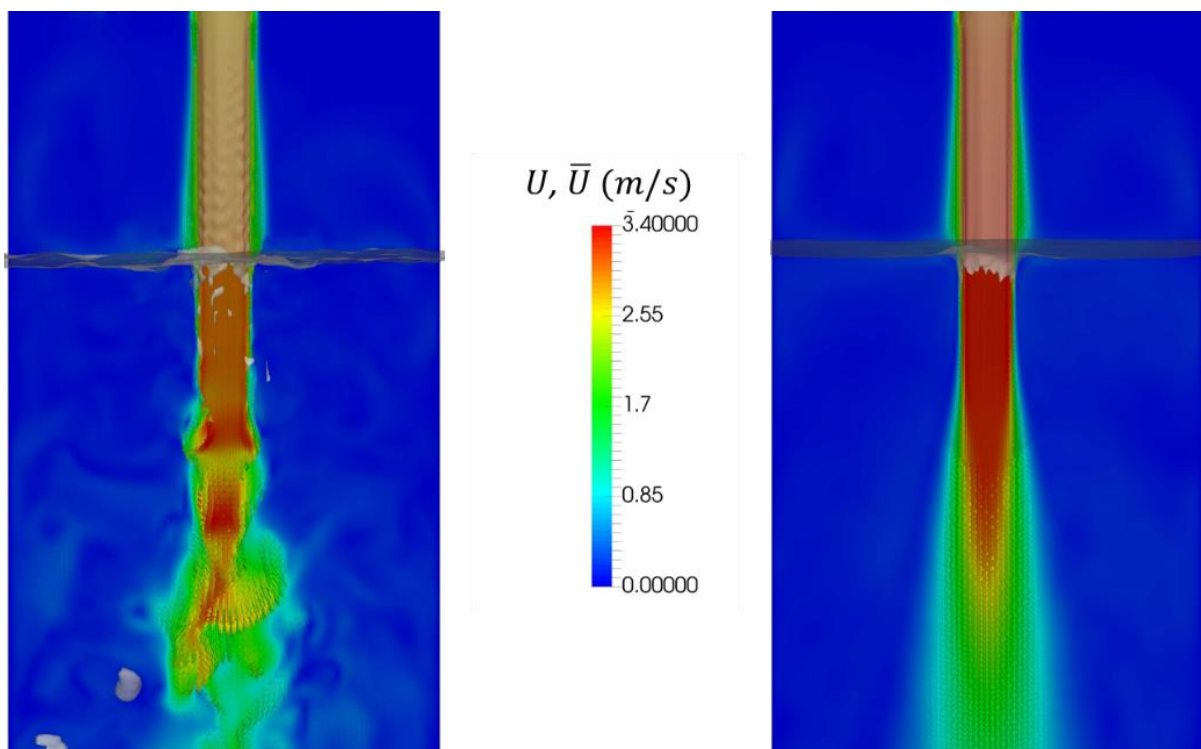


Figure 36 - Champ de vitesses instantané (à gauche) et moyenné dans le temps (à droite) ; (M2, vofTfmFoam, maillage fin, S-M)

Sur l'aspect quantitatif, l'étude de Chanson, et al. (2004) ne fournit pas de mesures de vitesses auxquelles on pourrait directement comparer les résultats obtenus avec les différentes méthodologies de simulation. Néanmoins, on dispose dans la littérature des nombreuses études sur le développement des profils de vitesses moyennes des jets dans différentes configurations. Plus notamment, Pope (2000), en se fondant sur les observations empiriques de Hussein, et al. (1994) et

Panchapakesan & Lumley (1993), démontre que les profils de vitesses moyens des jets ronds immergés (c'est-à-dire que le jet est composé de la même matière que celle qui occupe le milieu dans lequel il est lancé) présentent des caractéristiques similaires avec un écoulement pleinement développé. Plus spécifiquement, avec les unités adimensionnelles convenables, on pourrait représenter les profils de vitesses longitudinales moyennes à différentes distances x du point de départ avec une seule courbe, qui serait en plus, indépendante du nombre de Reynolds dans les écoulements turbulents. Cela signifie que les taux de déclin B et de propagation S_u de la vitesse restent constants dans la direction longitudinale au jet. D'après Pope (2000), ce profil unique peut s'écrire tel qu'exprimé dans l'Eq. (78).

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_{max}} = (1 + \vartheta\eta^2)^{-2} \quad (78)$$

Où \bar{U}_{max} est la vitesse maximale du profil, ϑ est une constante de proportionnalité qui dépend de S_u (ici, $\vartheta \approx 47$) et $\eta \equiv r/(x - x_1)$ est l'abscisse du profil de vitesses, indiquant la distance perpendiculaire de la ligne centrale du jet.

La Figure 37 montre que les profils issus des simulations sont assez proches des profils de vitesses pour les jets ronds de Pope (2000). On note cependant une diffusion plus importante des vitesses calculées en comparaison avec le profil de Pope (2000) pour les jets immergés. En effet, selon Qu, et al. (2013), on peut s'attendre à un étalement plus prononcé des profils de vitesses moyennes dans les jets en plongeon, en conséquence d'une production additionnelle d'énergie turbulente provoquée par les fluctuations de la surface libre, ce qui n'a pas lieu lors des écoulements à jets immergés.

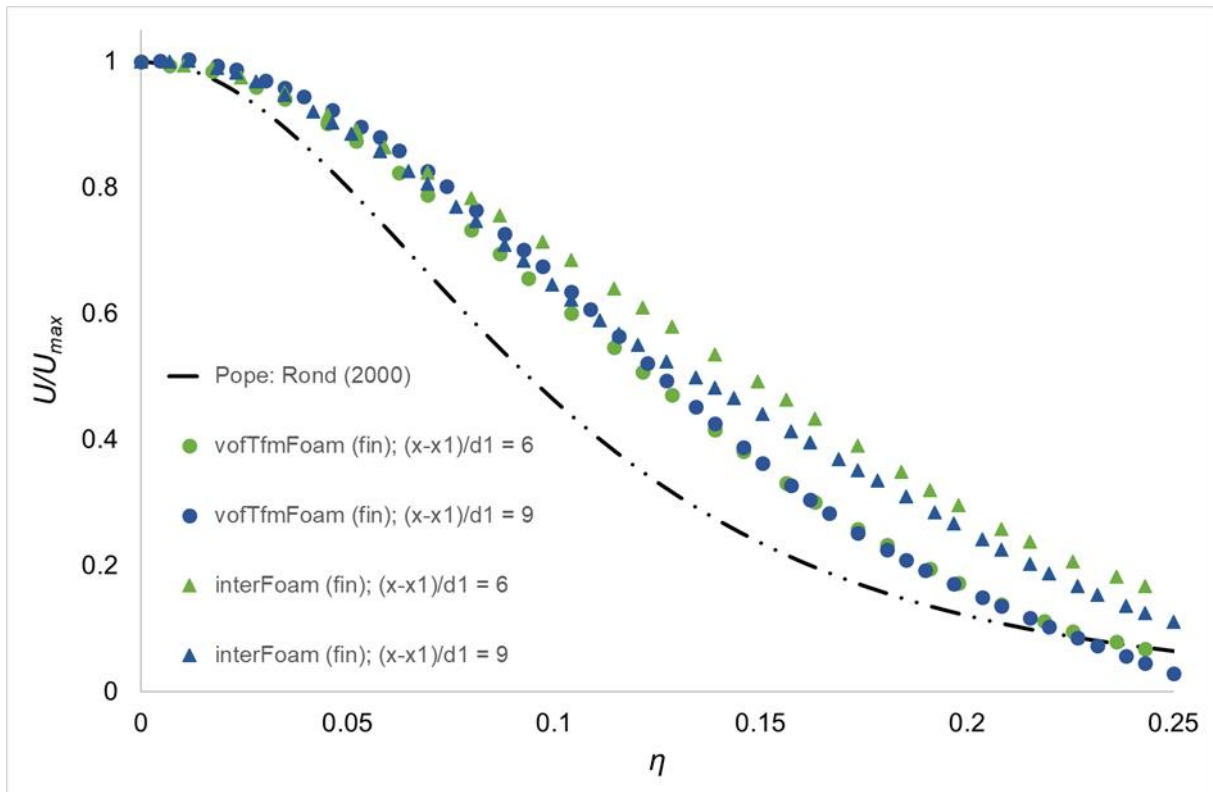


Figure 37 - Profils de vitesses moyennes empiriques et calculés dans les simulations (maillage fin)

Par ailleurs, on observe que les profils de vitesses moyennes calculés à chaque simulation sont effectivement autosimilaires, indiquant ainsi que le champ de vitesses de l'écoulement étudié peut être considéré comme pleinement développé, au moins à partir de $(x - x_1)/D_1 = 6$. Il s'agit du même ordre de grandeur indiqué par Qu, et al. (2013), alors que, selon Pope (2000), les jets immergés ne seraient pleinement développés qu'une fois qu'ils auraient atteints $(x - x_1)/D_1 = 30$.

On montre enfin dans la Figure 38 l'influence du raffinement du maillage dans le résultat obtenu des profils de vitesses moyennes. Les profils de vitesses moyennes calculés avec le maillage moyen présentent une diffusion moins importante que ceux issus du maillage plus raffiné. C'est la tendance contraire de celle constaté par Lopes, et al. (2016), où les profils de vitesses devenaient moins diffusifs lorsque le maillage était raffiné.

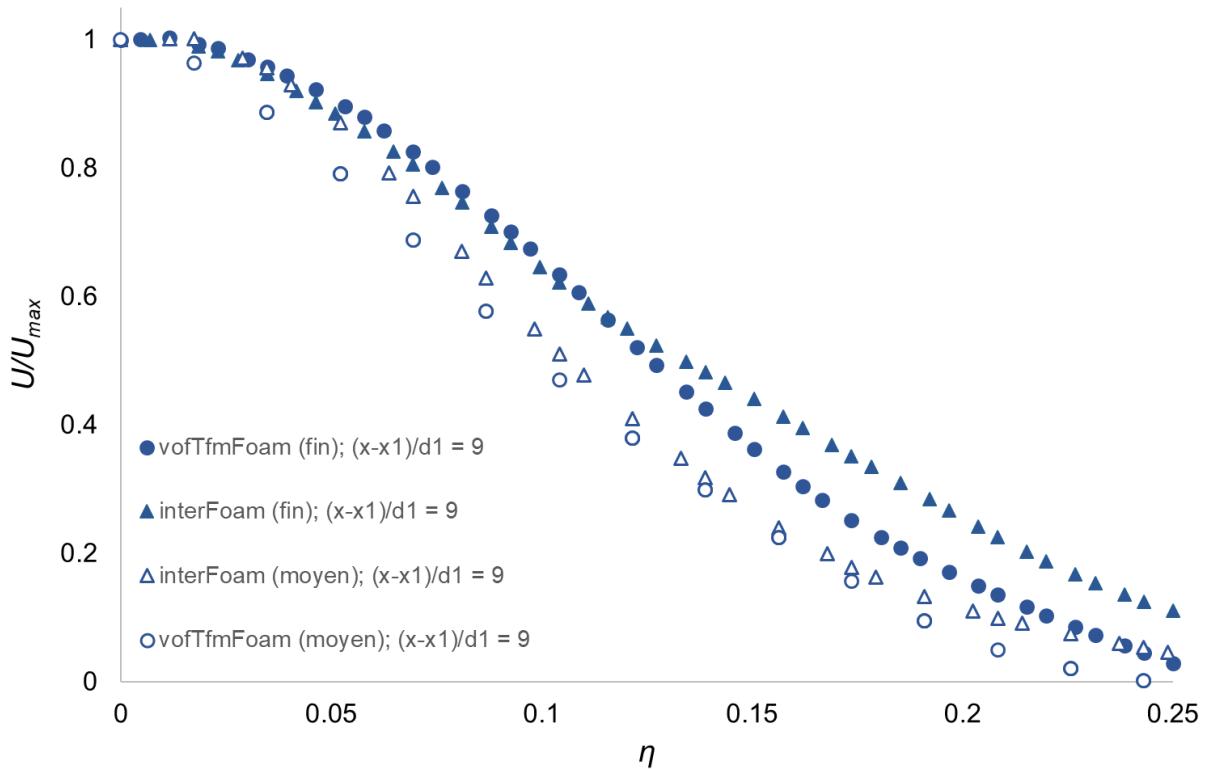


Figure 38 – Comparatif des profils de vitesses moyennes obtenus avec différents maillages

L'explication de ces différences sont assez simples. Alors que Lopes, et al. (2016) ont conduit leurs simulations avec un modèle de turbulence type RANS, les résultats montrés dans la Figure 38 proviennent des calculs sans modèle de turbulence. Dans la présente étude, la plupart de la diffusion du champ de vitesses est ainsi issue de ses fluctuations, générées par la résolution des tourbillons dans le domaine numérique. De cette façon, le maillage fin est capable de résoudre un spectre de tourbillons plus large que le maillage moyen, ce qui se traduit finalement dans un profil de vitesses moyennes plus étendu. Dans le cas des simulations de Lopes, et al. (2016), on s'attend à une dispersion du champ de vitesses majoritairement provoquée par l'intégration d'un terme de viscosité turbulente dans la résolution de l'équation de quantité de mouvement, quel que soit le maillage utilisé. La différence entre leurs résultats est alors probablement due à la diffusion numérique, qui apparaît de manière plus intense lorsque le maillage est plus grossier.

➤ Bilan

Les profils de vitesses moyens obtenus dans les simulations présentent une allure très proche des profils de jets immergés de Pope (2000), mais avec une diffusion un peu plus prononcée. Ceci est cohérent avec les mesures de Qu, et al. (2013). Les

simulations en maillage fin prédisent une plus importante diffusion que celles de discrétisation plus grossière, puisqu'une plus grande gamme du spectre d'échelles des tourbillons est directement résolue.

4.1.4.3 Concentration moyenne d'air

L'analyse de la concentration d'air moyenne entraînée calculée dans les simulations est probablement celle à plus fort enjeu dans cette étude. En effet, le but de la thèse et de l'implémentation de la méthodologie mise en place dans le solveur *vofTfmFoam* est d'expérimenter cette approche hybride, justement en ce qui concerne sa performance dans la prédiction quantitative de l'entraînement d'air, en comparaison avec la méthode classique VOF, qui s'avère peu adaptée sur cet aspect, même lors de l'utilisation de maillages très raffinés (Khezzar, et al. (2015)).

On confronte ici les profils de concentration d'air moyenne C mesurés par Chanson, et al. (2004), qui ont été numérisés directement à partir des graphes présentés dans l'article, avec les profils moyennés dans le temps de la fonction de fraction volumique d'air $\overline{\alpha_{air}}$ de chaque simulation réalisée du modèle M2. On montre dans les Figure 39 à Figure 41 les profils de concentration d'air le long du plan longitudinal du jet à différents niveaux de profondeur à proximité de la surface libre, référencés par trois distances adimensionnelles $(x - x_1)/r_1 = \{1,6 ; 2,5 ; 4,1\}$. Deux zones de forte concentration d'air sont visualisées à chaque extrémité du jet (r_1 et $-r_1$), alors que la zone centrale reste entièrement composée d'eau. On met initialement en évidence les différences entre les résultats obtenus avec les solveurs *interFoam* et *vofTfmFoam*, ainsi que l'effet du degré de raffinement du maillage dans leur qualité.

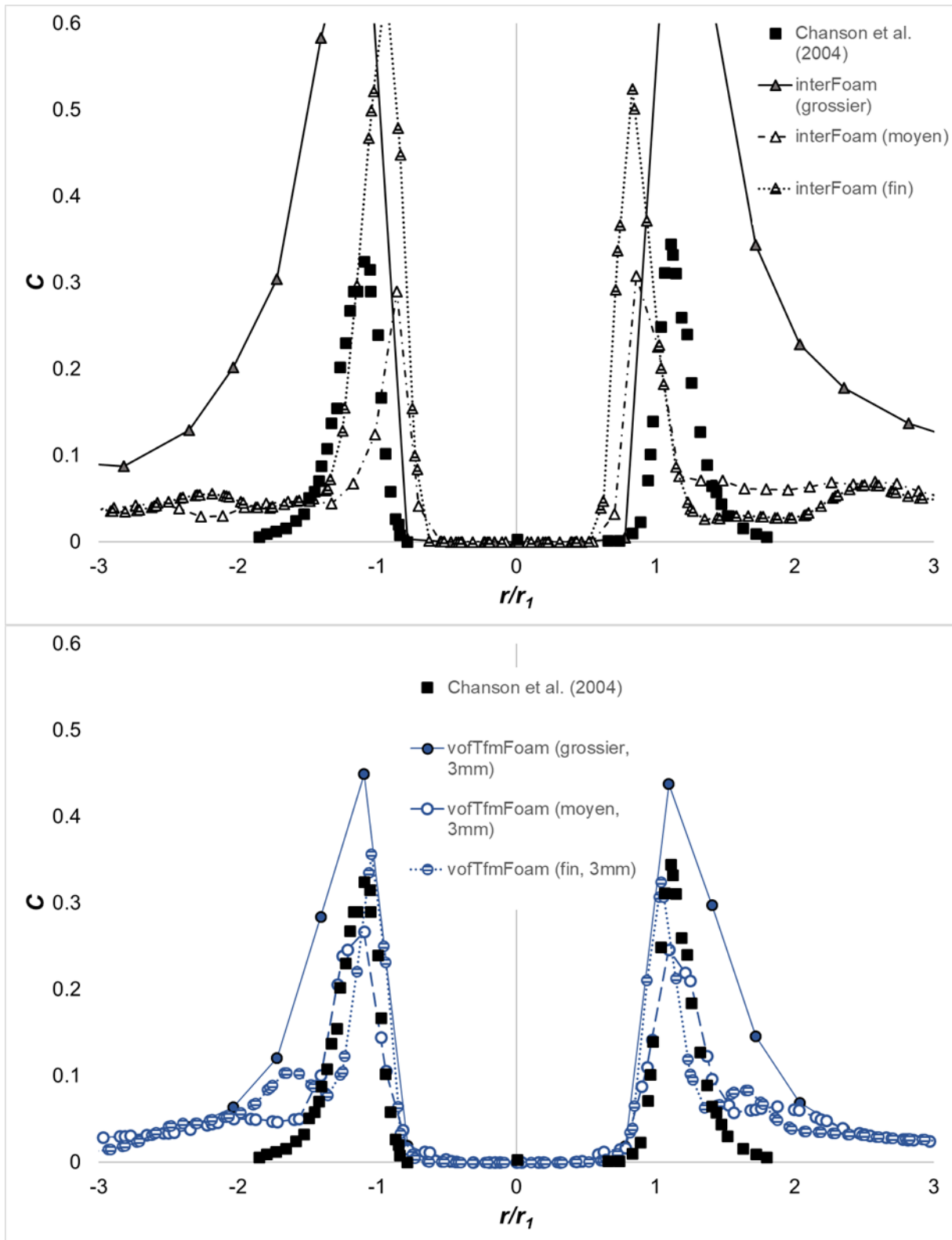


Figure 39 – Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 1,6$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $d_{bulle} = 3\text{ mm}$ (en bas)

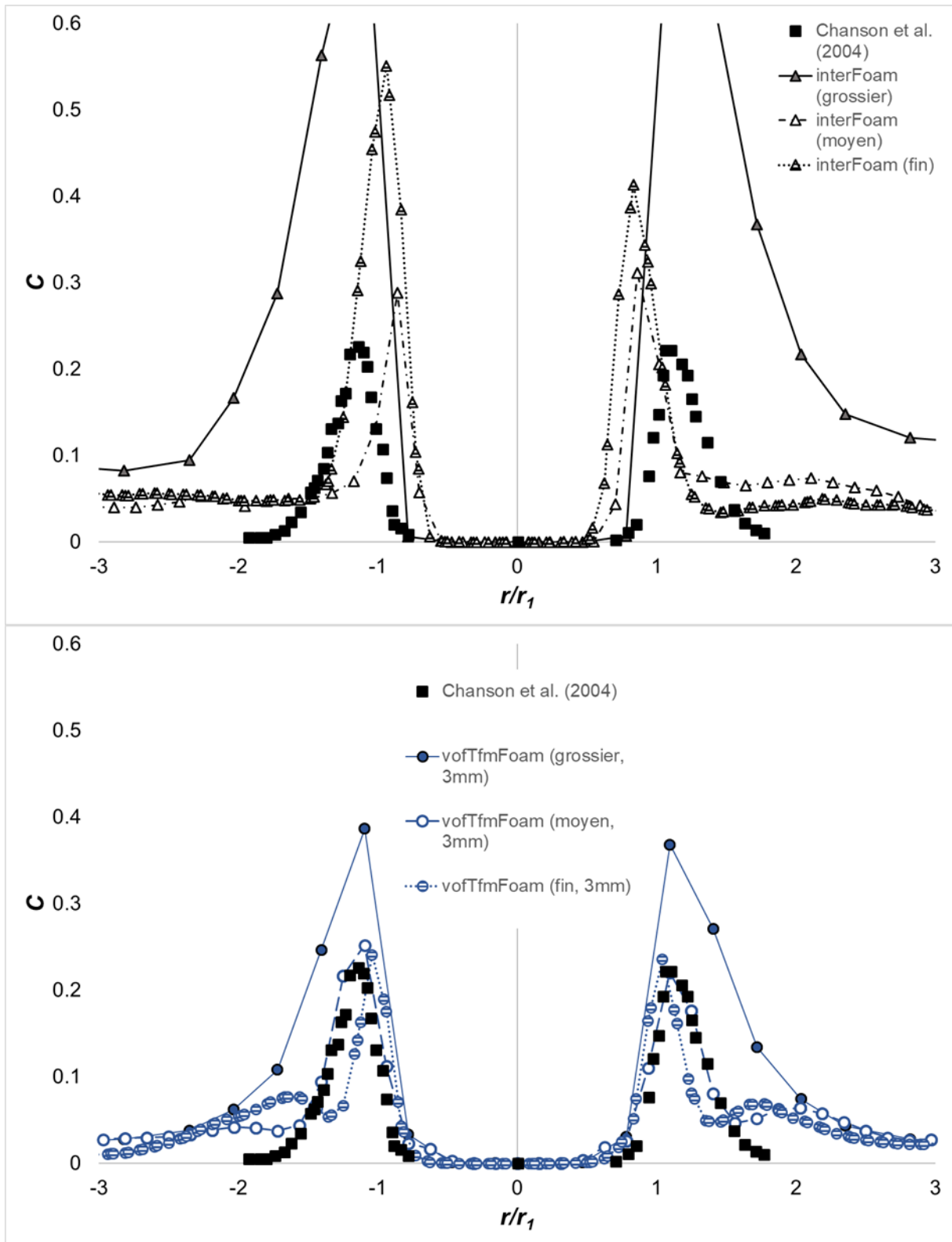


Figure 40 – Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 2,5$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$ (en bas)

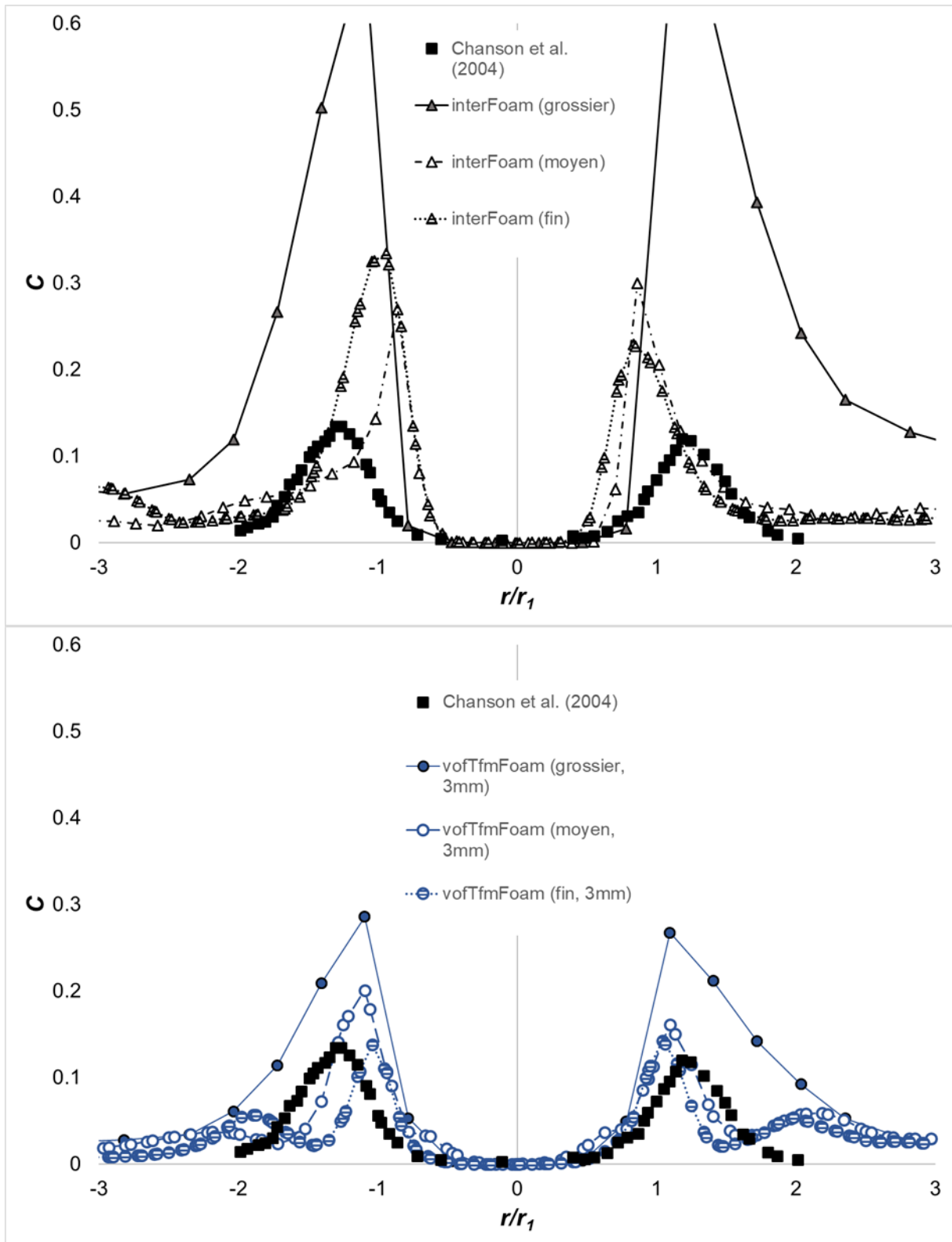


Figure 41 - Résultats de concentration d'air à $(x - x_1)/r_1 = 4,1$ du modèle M2 ; solveur interFoam (en haut) ; solveur vofTfmFoam pour $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$ (en bas)

On observe en premier lieu que les données expérimentales indiquent une diffusion graduelle du profil de concentration d'air, qui s'étale horizontalement lorsque

le point de mesure est plus profond. De cette façon, la valeur maximale de concentration diminue avec l'éloignement de la surface libre. Ce comportement provient non seulement de la diffusion du profil de vitesses moyennes issue des mouvements turbulents qui contribue à la diffusion des bulles piégées, mais aussi des interactions complexes entre les bulles et le champ de vitesses résultant dans leurs rupture et coalescence.

En ce qui concerne les simulations réalisées avec le solveur *interFoam*, on n'observe pas une corrélation linéaire entre le degré de raffinement du maillage et la concordance des résultats expérimentaux et calculés. Pendant que les concentrations d'air entraîné prédites par la simulation en maillage grossier sont clairement de pauvre qualité, présentant une surestimation exagérée des valeurs, l'effet bénéfique du raffinement du maillage n'est pas cohérent. Si les résultats obtenus avec le maillage moyen se sont beaucoup améliorés par rapport à ceux issus du maillage grossier, l'utilisation du maillage fin a visiblement abouti dans leurs appauvrissements dans les deux premières sections horizontales. Par ailleurs, les profils obtenus avec les maillages moyen et fin sont tous les deux décalés vers le centre du jet d'eau.

Les simulations conduites avec le solveur *vofTfmFoam* présentent à leur tour des résultats de concentration d'air moyenne beaucoup plus proches des données expérimentales. Le maillage grossier produit une surestimation moins intense qu'en utilisant le solveur *interFoam*. Les profils obtenus avec le maillage moyen et, surtout, avec le maillage fin présentent une très bonne concordance avec les mesures expérimentales. On observe que, similairement à ce qui a été constaté dans les simulations réalisées avec le solveur *interFoam*, le maillage fin a produit des concentrations plus fortes que le maillage moyen lors des deux premières sections horizontales, et un profil plus étalé dans la dernière. On y observe aussi un léger décalage du profil vers le centre du jet. On note que, contrairement à ce que les données expérimentales indiquent, toutes les simulations des deux solveurs confondus prédisent une concentration d'air résiduelle loin du centre du jet ($r/r_1 > 2$). Enfin, les figures précédentes mettent en évidence que les deux pics de concentration d'air obtenus dans les simulations sont parfois asymétriques en ce qui concerne la valeur maximale de C , surtout dans le cas du solveur *interFoam*.

On dispose ainsi d'une grande quantité d'informations qui nécessitent d'être analysées. La première interrogation revient à rechercher l'origine du comportement

commun observé pour les deux solveurs lorsqu'on raffine le maillage, c'est-à-dire, une surestimation manifeste de la concentration d'air pour le maillage grossier, une réduction significative de celle-ci lors de l'utilisation du maillage moyen, et puis une nouvelle augmentation du pic des profils pour le maillage fin. La surestimation du maillage grossier est en quelque sorte plus facile à expliquer : comme observé dans la Figure 42, le maillage grossier semble insuffisamment raffiné pour être capable de correctement identifier des interfaces à l'échelle de la petite cavité d'air générée autour du jet d'eau. En d'autres mots, il y a trop peu de cellules de calcul définissant la zone de transition entre le jet et la zone en-dessous de la surface. Cela engendre une surestimation de la longueur de la cavité d'air, ce qui se traduit par des résultats exagérés de concentration moyenne d'air. A titre de comparaison, on montre, également dans la Figure 42, le champ de concentration d'air obtenu avec le maillage moyen, qui présente une cavité de taille beaucoup plus réduite, s'approchant ainsi des observations empiriques.

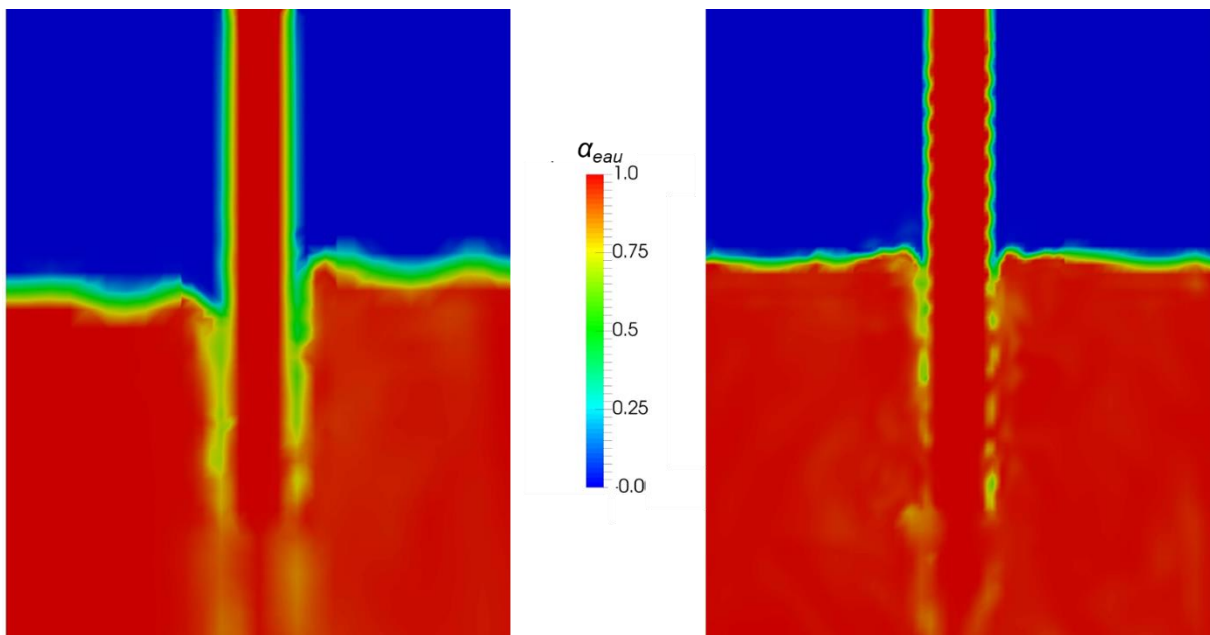


Figure 42 – Champs instantanés de concentration d'air obtenus avec le solveur vofTfmFoam, S-M, $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$. Maillage grossier (gauche) ; maillage moyen (droite)

Ensuite, l'écart entre les résultats issus des maillages moyen et fin peut être compris comme une conséquence de la différence d'énergie cinétique turbulente totale produite dans chaque situation. On rappelle que les présentes simulations ont été conduites sans l'utilisation d'aucun modèle de turbulence, ce qui veut dire que plus le maillage est raffiné, plus le spectre d'échelles de structures turbulentes résolues sera large. De cette façon, il semblerait que l'entraînement d'air plus important observé

dans le maillage fin soit directement lié au fait que celui-ci permet la résolution d'une quantité plus importante de tourbillons énergétiques comparativement au maillage moyen. Cet excès de production d'énergie turbulente au niveau de la couche de cisaillement (montré dans la Figure 43) à proximité de la surface engendre probablement une plus importante fréquence de rupture de la cavité d'air, ce qui se traduit finalement par une concentration d'air entraîné plus élevée. Pour cette même raison, on constate que les profils de concentration d'air mesurés dans la section à profondeur plus importante (Figure 41) présentent une plus forte diffusion, par action des tourbillons, lorsqu'on utilise le maillage fin. Ceci est d'ailleurs en accord avec l'analyse réalisée pour les profils de vitesses montrés dans la Figure 38.

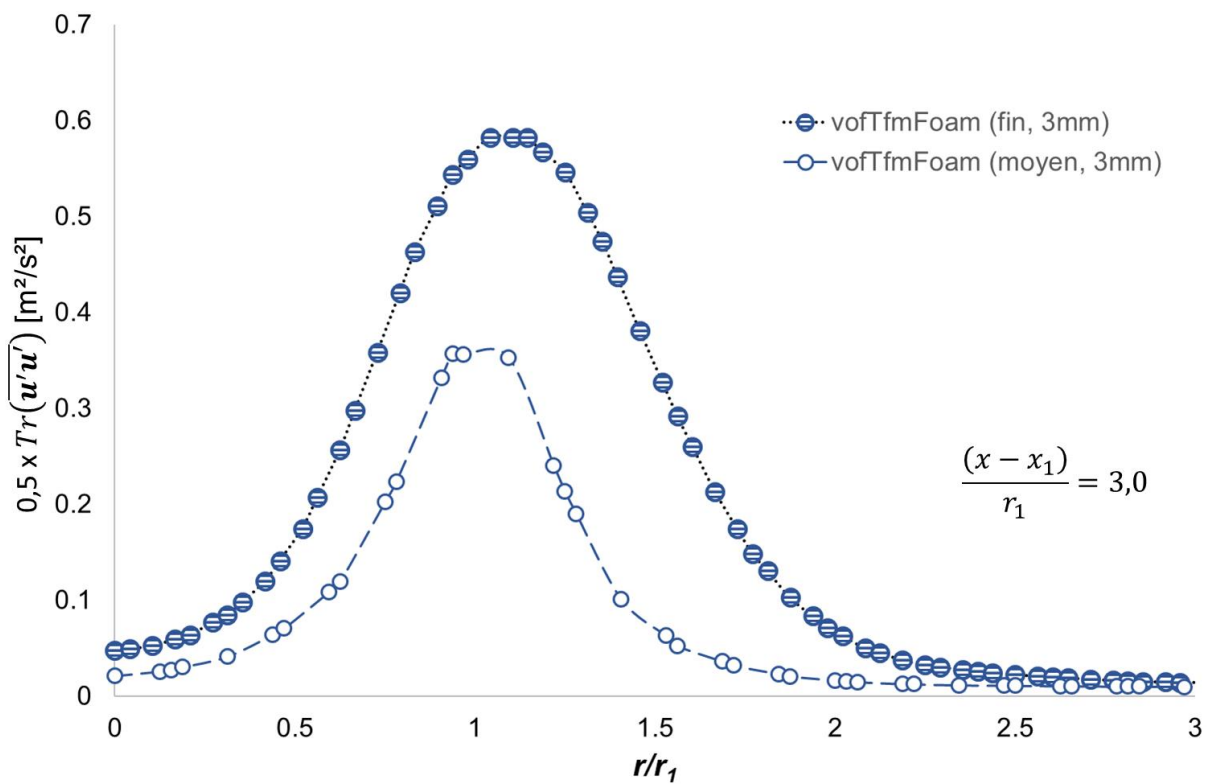


Figure 43 – Profils d'énergie cinétique turbulente résolue dans les maillages moyen et fin à la profondeur $(x - x_1)/r_1 = 3,0$

En ce qui concerne le léger décalage des profils de concentration d'air moyenne vers le centre du jet, la cause la plus probable réside dans une représentation imprécise de certains détails de la zone d'écoulement en régime dispersé, tant par le solveur *vofTfmFoam* que par *interFoam*. Comme déjà discuté précédemment, la présente implémentation de la méthodologie TFM considère un champ de particules mono-dispersées, où le diamètre moyen des bulles modélisées d_{bulle} est constant et uniforme. Par ailleurs, la modélisation de l'effort de portance subi par les bulles est

négligée. Dans le cas d'*interFoam*, les maillages utilisés ne sont simplement pas suffisamment raffinés pour résoudre la majorité de la dynamique pertinente des bulles. Ceci expliquerait également la raison pour laquelle on observe des fractions volumiques non-nulles pour des valeurs de r/r_1 plus élevées. Il s'agit probablement de la détection des bulles d'air remontant vers la surface libre qui se sont étalées le long du domaine de calcul. Ceci va à l'encontre de l'observation empirique de la création d'un panache des bulles relativement concentré autour du jet d'eau (Figure 27).

On se pose finalement une question incontournable : pourquoi la méthodologie *vofTfmFoam* offre une meilleure prédiction des profils de concentration d'air moyen que le solveur *interFoam* ? Bien que difficile à prouver, il semblerait que la réponse repose dans le « besoin » de chaque méthodologie de précisément représenter les mécanismes physiques d'entraînement d'air. La méthodologie VOF classique implémentée dans *interFoam* est une approche dite d'« identification d'interface ». Ceci signifie que la précision du calcul de l'entraînement d'air est directement corrélée à la qualité de résolution des mécanismes physiques qui le pilotent (Figure 44). Or, si la nature de ces mécanismes n'a pas encore été complètement déchiffrée Kiger & Duncan (2012), la seule garantie d'aboutir à un résultat exact est de réaliser de la DNS, capable de résoudre tout le spectre des tourbillons et des particules dispersées, ce qui n'est clairement pas le cas des simulations conduites lors de cette étude (et n'est pas possible aujourd'hui pour une problématique d'ingénierie classique).

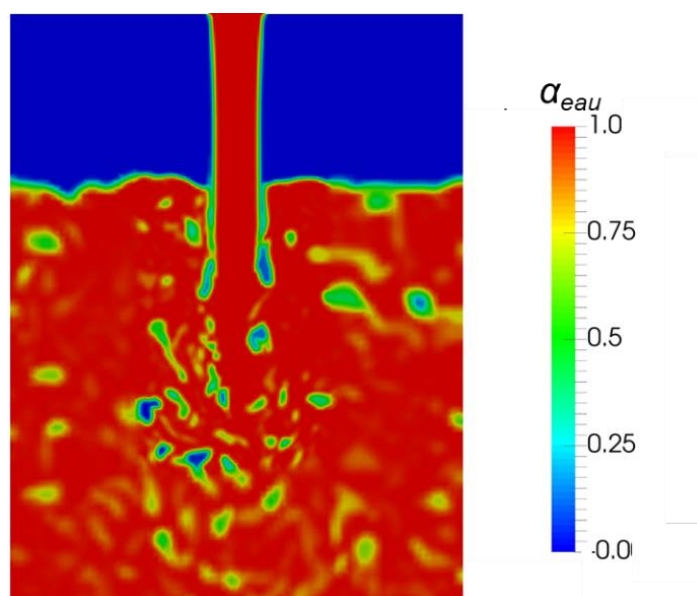


Figure 44 – Piégeage des bulles calculé avec *interFoam* (Maillage fin, S-M)

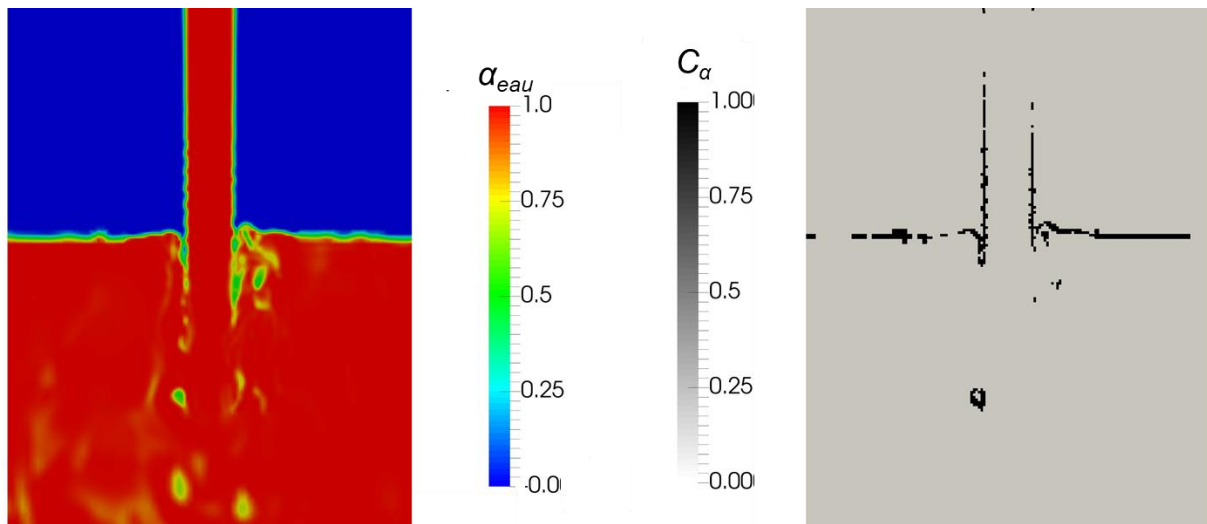


Figure 45 - Piégeage des bulles calculé avec *vofTfmFoam* (Maillage fin, S-M, $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$) – à gauche ; Compression d'interface activée lorsqu'elle est bien résolue – à droite

De son côté, la méthodologie hybride implémentée dans le solveur *vofTfmFoam* effectue la transition d'approche d'« identification d'interface » vers une approche de « modélisation d'interface » au niveau de la jonction du jet d'eau avec la surface libre. Comme démontré dans la Figure 34 (à gauche) et par d'autres auteurs comme Hänsch, et al. (2012), il est donc possible de détecter de l'entraînement d'air au moyen de cette méthode même si aucun vrai mécanisme n'est reproduit numériquement. Comme déjà discuté, dans ces conditions, l'entraînement d'air se produit à partir de l'advection des fractions volumiques d'air, qui se détachent plus facilement de la zone occupée par la surface libre une fois que la compression d'interface est désactivée. Les simulations en *vofTfmFoam* réalisées dans cette étude sans modèle de turbulence présentent toutefois l'intérêt de résoudre en partie la dynamique de la cavité d'air autour du jet, dont la rupture engendre l'entraînement d'air. Les résultats obtenus sont donc une combinaison de ces deux facteurs. On voit ainsi dans la Figure 45 que la cavité à gauche du jet est directement calculée dans le modèle (compression d'interface activée), pendant que dans la cavité de droite on observe de l'entraînement par advection (compression d'interface désactivée).

Par ailleurs, cette différence entre les approches de calcul pourrait contribuer à l'asymétrie entre les deux pics de concentration d'air, qui apparaît de manière plus prononcée avec le solveur *interFoam*. Du point de vue physique, la cause de l'apparition de cette asymétrie viendrait du développement des instabilités non-linéaires autour de la zone d'impact du jet avec la surface libre (Chanson (2019)). De cette façon, comme l'entraînement d'air prédit par les simulations en *interFoam* est

purement issu de la résolution des processus physiques liés aux mécanismes de piégeage des bulles, les instabilités provoquant l'asymétrie de la concentration d'air entraîné peuvent apparaître de manière plus prononcée. Inversement, la transition d'approches promue par le solveur *vofTfmFoam* pourrait contribuer à l'amortissement de ce phénomène.

Si, dans le cas spécifique de l'écoulement étudié ici, cette caractéristique d'« entraînement d'air hybride » (par l'action simultanée de la résolution d'une partie des mécanismes physiques et de l'advection numérique de la fonction de fraction volumique) génère une amélioration nette de la concordance du modèle avec les données expérimentales, il est pour l'instant impossible d'affirmer si ce se reproduira systématiquement dans d'autres écoulements. Il est néanmoins indéniable que la possibilité de représenter le phénomène d'entraînement d'air sans une résolution effective des mécanismes physiques, qui en sont responsables, constitue une caractéristique tout à fait séduisante en ce qui concerne l'économie de l'effort de calcul nécessaire pour la réalisation de telles simulations.

On affiche en dernier lieu l'impact du choix du paramètre d_{bulle} , représentant le diamètre moyen des bulles en régime dispersé dans le solveur *vofTfmFoam*, dans la Figure 46. Bien que d'influence apparemment assez faible, on note que dans les simulations où $d_{bulle} = 1$ mm la diffusion du profil de concentration d'air moyenne est moins intense que dans les cas où $d_{bulle} = 3$ mm, surtout lorsque l'on utilise le maillage grossier. Ceci provient évidemment du lien direct entre la magnitude de l'effort de traînée tel que modélisé par l'approche de Schiller & Naumann (1933) et le diamètre d_{bulle} . De cette façon, l'air dispersé dans les simulations de d_{bulle} plus important est « freiné » de manière plus intense, ce qui se traduit dans une dispersion plus forte. On note que cet effet est doté d'une importance réduite lors du maillage moyen puisque les fluctuations turbulentes du champ de vitesses prennent le rôle principal dans le phénomène de diffusion des bulles, alors que ces fluctuations sont moins intenses dans le maillage grossier.

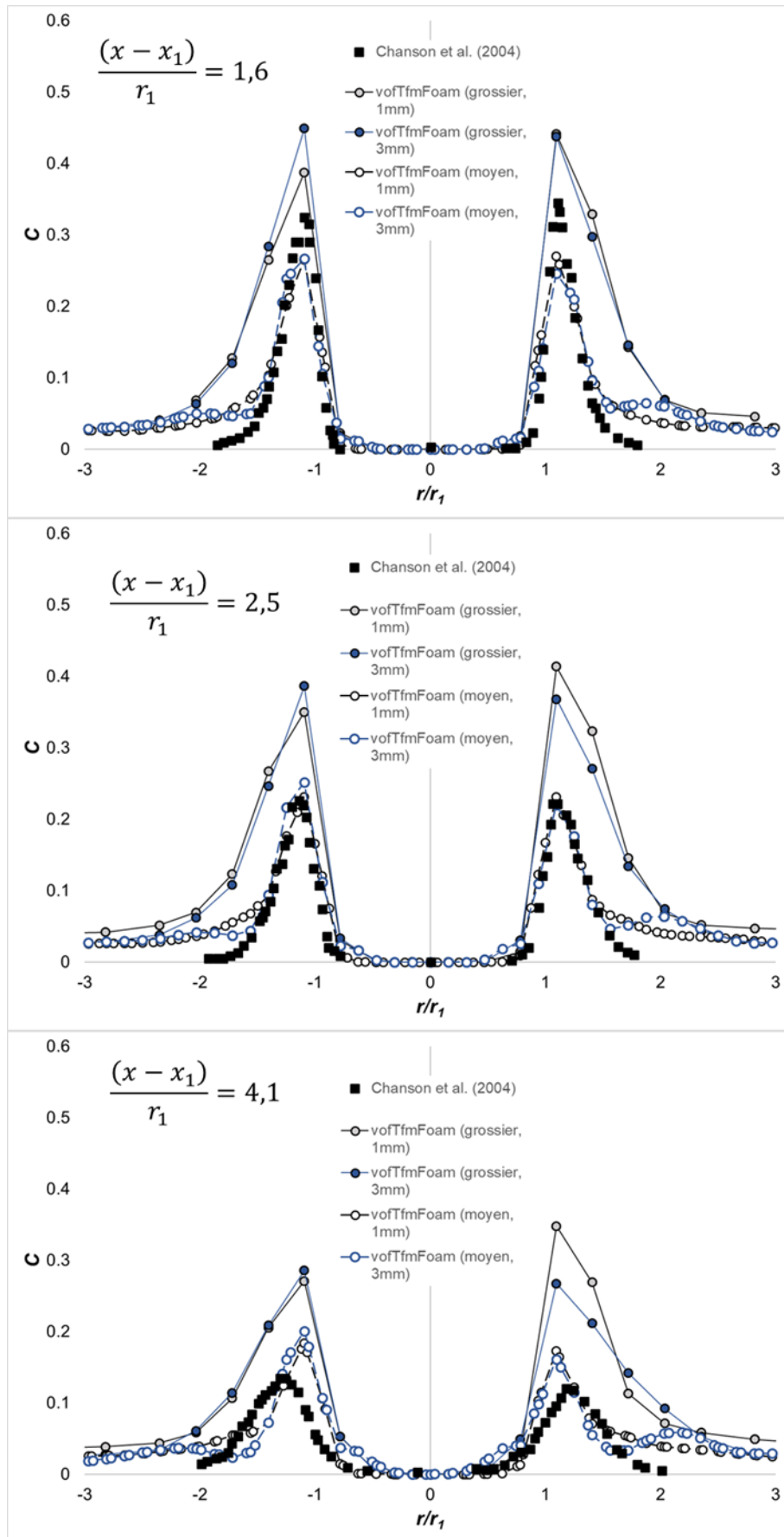


Figure 46 – Profils de concentration d'air moyenne à différentes valeurs de d_{bulle}

4.1.4.4 Effets d'échelle

L'analyse des effets d'échelle sur la qualité des résultats obtenus dans les simulations est aussi d'intérêt majeur. Or, tous les résultats évalués jusqu'ici ont concerné exclusivement les simulations reproduisant le modèle physique M2, dont le diamètre initial du jet $D_0 = 12,5$ mm. Des simulations du modèle physique M1, qui possède une valeur de $D_0 = 25$ mm ont également été réalisées. Selon les expérimentations de Chanson, et al. (2004), le respect de la similitude de Froude pour $Fr = 8,5$ permet l'obtention de résultats de concentration d'air moyenne autosimilaires entre les modèles M1 et M2. La raison probable expliquant cette observation est que ces écoulements présentent un très fort nombre de Weber ($We > 1000$). Ceci veut donc dire que l'effort stabilisant issu de la tension de surface, qui agirait dans le sens d'empêcher le phénomène d'entraînement d'air, serait négligeable, et que le seul effort pertinent s'opposant à la déformation de la surface libre et au déclenchement de l'aération serait la gravité. De cette façon, le respect de la similitude de Froude parmi les différentes échelles d'écoulement garantirait le même rapport de forces d'inertie (en faveur de l'aération) et de gravité (contre l'aération), et donc la même réponse du système en ce qui concerne l'entraînement d'air.

Dans le cadre des simulations du modèle M1, réalisées toujours sans modélisation de la turbulence, la qualité de représentation des efforts d'inertie n'est pas comparable à celle obtenue en simulant le modèle M2 avec une densité identique de cellules de calcul. En effet, le spectre d'échelles de structures turbulentes est considérablement plus large dans le modèle M1 que dans le modèle M2, du fait du nombre de Reynolds plus important. De cette manière, la densité de cellules de calcul nécessaire pour résoudre la gamme de tourbillons détenteurs de la même énergie cinétique relative est plus importante dans le modèle M1. L'utilisation du même maillage moyen dans la simulation du modèle M1 engendre donc une résolution plus faible des structures turbulentes, compromettant ainsi la qualité de la reproduction des instabilités de la surface libre.

On observe dans la Figure 47 les concentrations d'air moyennes obtenues avec les solveurs *interFoam* et *vofTfmFoam* dans le maillage moyen. Les profils calculés avec *interFoam* se sont considérablement dégradés en comparaison aux résultats obtenus dans la modélisation de M2. Ceux-ci s'approchent plutôt des profils issus du maillage grossier lors des simulations de M2. Cela s'explique justement par le plus

faible nombre relatif de tourbillons résolus, engendrant une reproduction plus pauvre des mécanismes d'entraînement d'air.

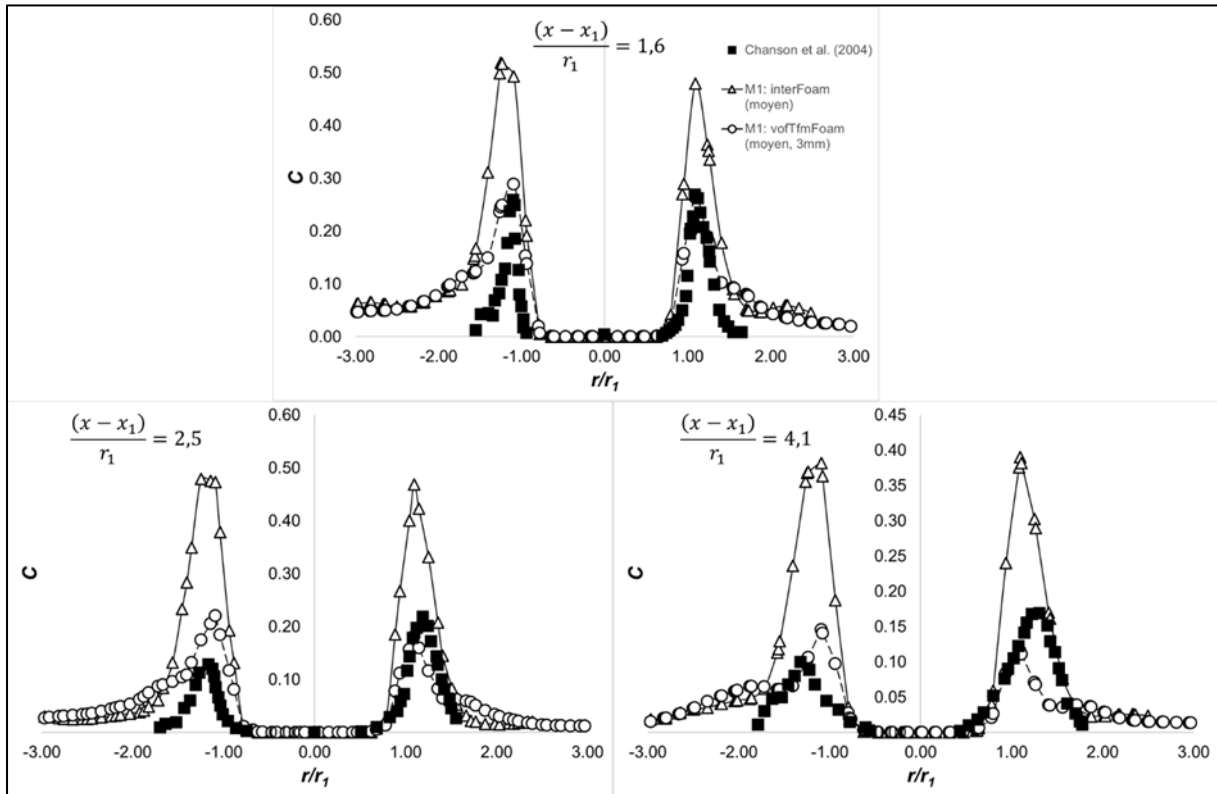


Figure 47 - Profils de concentration d'air moyenne du modèle M1, maillage moyen

Les résultats obtenus avec le solveur *vofTfmFoam* se montrent, à leurs tours, moins sensibles à la duplication de l'échelle du système, et rendent des profils de concentration d'air moyenne assez corrects. L'argument formulé précédemment de l'« entraînement d'air hybride » par une combinaison de la résolution des mécanismes physiques et de l'advection de la fonction de fraction volumique en régime dispersé semble bien expliquer ce manque de sensibilité au maillage. Si confirmé, il s'agirait d'une caractéristique extrêmement positive du solveur *vofTfmFoam*.

4.1.4.5 Conclusions

➤ Sur les aspects macroscopiques

L'analyse qualitative de l'écoulement du jet d'eau en plongeon offre une très nette démonstration de l'influence des approches de modélisation de la turbulence dans chacun des solveurs diphasiques. D'un côté, le solveur *interFoam* est construit suivant la méthode VOF, catégorisée dans les méthodologies de type « résolution d'interface ». De cette façon, les mécanismes physiques contrôlant le phénomène de piégeage des bulles lors du régime d'entraînement d'air continu doivent tous être suffisamment bien résolus. La reproduction numérique des mouvements complexes de l'interface observés lors du processus de production des bulles requiert donc le calcul direct des fluctuations du champ de vitesses issues de la turbulence de l'écoulement, qui pilotent en large partie les mécanismes d'entraînement d'air. Or, la modélisation de la turbulence avec l'approche RANS dissipe la plupart des fluctuations de vitesses, ce qui fait forcément dégénérer la résolution directe des mécanismes de piégeage des bulles. Le résultat des simulations est donc un étirement très prononcé de la cavité d'air annulaire autour du jet, de façon similaire à celle rencontrée lors d'écoulements laminaires. Une manière efficace de contourner cette problématique est de, très simplement, ne pas utiliser de modèle de turbulence. On observe ainsi la résolution directe d'une gamme des mouvements tourbillonnaires responsables pour la génération des instabilités dans la surface libre, et donc des mécanismes de piégeage des bulles.

D'un autre côté, la formulation hybride VOF-TFM du solveur *vofTfmFoam* permet l'observation du phénomène d'entraînement d'air même sans une résolution explicite des mécanismes physiques pertinents. En effet, lors des simulations en *vofTfmFoam* utilisant une approche de modélisation de la turbulence de type RANS, l'entraînement d'air dans l'eau se produit par l'advection des fractions volumiques d'air, transportées par le jet. Ceci est rendu possible grâce à la transition automatique de régimes de calcul VOF vers TFM lors de la jonction entre le jet et la surface libre. De cette façon, la désactivation de la compression d'interface à cet endroit permet l'advection de volumes d'air en régime dispersé (TFM) vers le bas. Cependant, les résultats quantitatifs de ces simulations n'ont pas pu être traités car une surconcentration d'air recirculant a été générée dans la zone d'entraînement. Cette problématique est corrélée à la représentation mono-dispersée de l'écoulement en régime TFM, ainsi

qu'au calcul d'un champ de vitesses recirculant fixe à partir de l'utilisation de l'approche RANS. La solution trouvée pour effacer cet inconvénient est encore une fois de ne pas utiliser de modèles de turbulence.

➤ **Sur les résultats de concentration moyenne d'air**

Les résultats obtenus des concentrations d'air entraîné indiquent une meilleure concordance des prédictions réalisées avec le solveur hybride *vofTfmFoam* qu'avec le solveur *interFoam*. On suppose que la raison pour cette observation est liée à un probable « besoin » moins important du solveur hybride de résoudre les mécanismes physiques d'entraînement d'air pour atteindre des estimations plus précises de la quantité d'air entraîné. De cette façon, l'entraînement d'air serait généré par des « mécanismes hybrides » d'origine physique (résolution du phénomène de piégeage des bulles sous le régime VOF) et numérique (advection des fractions volumiques d'air sous le régime TFM). Ceci permettrait une prédiction du phénomène d'entraînement d'air ainsi qu'une estimation des profils de concentration d'air C lorsque la turbulence de l'écoulement n'est pas suffisamment bien résolue (notamment dans les cas où le maillage est grossier). On note que les résultats obtenus sont conformes d'un point de vue qualitatif ; en termes quantitatifs, (valeur de concentration maximum, alignement des profils avec le centre du jet) ceux-ci sont encore perfectibles.

➤ **Sur les effets d'échelle de la simulation**

L'effet du raffinement du maillage est intimement lié aux effets d'échelle du problème. Dans les deux solveurs, la qualité de prédiction du phénomène d'entraînement d'air est de manière générale corrélée à la résolution des structures turbulentes dans l'écoulement. Bien évidemment, plus le maillage est fin, plus de structures turbulentes sont résolues dans les simulations, et plus les mécanismes de piégeage des bulles sont bien représentés. Les écoulements turbulents de plus grande taille génèrent un plus large spectre d'échelles de tourbillons énergétiques. De cette façon, pour résoudre deux écoulements de taille différente à un même niveau de détail, il faut attribuer un maillage plus dense à celui de taille plus importante. On observe néanmoins que, notamment à cause de ce « besoin de résolution » réduit, les résultats du solveur *vofTfmFoam* sont nettement moins sensibles aux effets d'échelle et au degré de raffinement du maillage.

➤ Sur l'influence du paramètre d_{bulle}

Finalement, on constate une certaine influence du paramètre d_{bulle} , définissant la taille moyenne des bulles lors du calcul en régime TFM du solveur *vofTfmFoam*, sur la diffusion de l'air entraîné. Lorsque d_{bulle} est petit, l'effort de traînée interfacial modélisé est aussi réduit, ce qui contribue au maintien du mouvement de l'air vers le fond. D'un autre côté, lorsque l'effort de traînée augmente avec le choix d'un d_{bulle} plus important ; l'air aura une tendance plus forte à « freiner », contribuant ainsi à une diffusion plus prononcée de la concentration d'air.

4.2 Cas du puits de chute

Cette section est consacrée à l'étude de l'écoulement des puits de chute verticaux avec l'entrée en vortex. Il s'agit d'un cas d'application pratique retrouvé couramment dans les réseaux de transport d'eau urbains, où la connaissance du débit d'air entraîné présente un fort enjeu (car cela diminue la capacité hydraulique du puits). Bien que plus complexes, certains régimes d'écoulement retrouvés dans les puits de chute sont analogues au cas du jet d'eau en plongeon considéré précédemment, puisque l'aération se produit à partir de mécanismes d'entraînement localisés. Chanson (2007a) met ainsi en évidence une très forte ressemblance des profils de concentration d'air entraîné mesurés dans le cas d'un puits de chute, rejetant de l'eau dans un bassin de tranquillisation, à ceux constatés dans le cas d'un jet d'eau en plongeon.

Les réseaux de transport des eaux usées et pluviales sont la plupart du temps des milieux confinés dans lesquels l'air transitant est insuffisamment renouvelé, du fait d'un nombre réduit d'ouvertures permettant les échanges vers l'extérieur (les regards d'accès). Des ouvrages comme les puits de chute peuvent favoriser une importante débitance de l'air dans les réseaux, qui peuvent parfois atteindre des valeurs trente fois plus élevées que le débit d'eau (Ma, et al. (2016)). Ces ouvrages mis en œuvre depuis l'antiquité (Chanson (2007a)) et utilisés partout dans le monde (Nobusawa, et al. (2010), Del Giudice & Gisonni (2011)) sont construits dans l'objectif de relier deux branches d'une canalisation séparées par un dénivelé important. La chute de l'eau engendre une importante dépression provoquant ainsi l'entraînement d'air de l'amont vers l'aval. En sortie du puits, l'eau et l'air sont fortement mélangés, et l'eau contient alors une forte concentration d'air dispersé sous forme de bulles.

Or, l'aération de l'eau est un facteur important dans le dimensionnement des réseaux d'eaux. La présence des bulles d'air dispersées dans l'eau génère une augmentation de la hauteur normale par rapport à celle d'un écoulement à l'eau pure (Hager (1999)). Si ce n'est pas pris en compte lors de la conception des réseaux, les canalisations peuvent subir une mise en charge plus tôt que prévu, limitant ainsi la capacité de transit de l'eau, et augmentant le risque d'inondation. Dans des cas plus extrêmes, les bulles transportées sont piégées et agglomérées dans des grosses

poches d'air pressurisées, qui génèrent des violents écoulements inverses sous la forme de geysers (Falvey (1980), Kang (2015)) remontant vers la surface.

Compte tenu de ces problématiques, la quantification du débit d'air entraîné dans les chutes et l'optimisation du dégazage de l'eau en sortie de puits constitue un objet de recherche depuis plusieurs années (Viparelli (1961), Pochet (1983), Del Giudice, et al. (2009), Ma, et al. (2018)). Cependant, on voit à partir de ces études que l'établissement des lois ou des relations empiriques générales pour l'entraînement d'air est très difficile car il existe une large variabilité de dispositions géométriques des puits et de conditions d'écoulement en amont et en aval de la chute. Le cas test de Chanson (2007a) montre qu'un même puits de chute peut subir différents mécanismes d'entraînement d'air, qui apparaissent au fur et à mesure que le débit d'eau augmente. De cette façon, l'étude du fonctionnement et de l'optimisation de la gestion de l'air dans les écoulements des puits de chute est souvent réalisée par le biais de modèles physiques à échelle réduite reproduisant les particularités de chaque site (Pochet (1983)).

Cette démarche exige d'importants investissements matériels et humains, et nécessite des mois, voire des années, pour aboutir à des résultats concluants. Les coûts sont d'autant plus importants que le débit d'air entraîné est sensible à la réduction d'échelle par similarité de Froude (Chanson (2009), Liu, et al. (2018)), ce qui motive la construction des prototypes de grande taille (Ma, et al. (2016)) pour l'obtention de résultats représentatifs. L'étude de Chanson (2004) indique des importantes disparités entre les résultats du modèle et du prototype, notamment en ce qui concerne la longueur de pénétration du panache de bulles entraînées et le temps d'immersion des bulles. Ceci engendre des différences entre les résultats de transfert de masse et de réoxygénation de l'eau. Pour ces raisons, le développement et l'utilisation des techniques de modélisation des écoulements diphasiques représentent une alternative prometteuse pour le dimensionnement et l'optimisation des puits de chute, qui permettraient des analyses *ad hoc* avec un coût remarquablement inférieur à celui des modèles physiques.

Le présent travail s'intéresse à la modélisation numérique de l'écoulement sur le modèle physique de puits de chute avec entrée en vortex étudié par Viparelli (1954), Viparelli (1961). Un focus plus important sera consacré à l'écoulement présentant une influence en aval, qui se traduit dans la formation d'un « ressaut hydraulique vertical »

au sein du puits, caractérisé par une colonne de mélange d'eau et d'air apparaissant dans la partie inférieure du puits. Dans la partie amont, l'écoulement présente un format annulaire, avec une couche circulaire d'eau adhérent aux parois du puits et un noyau d'air au niveau du centre de la section transversale (Figure 48). On note que cette étude ne fournit pas de données détaillées sur les caractéristiques aérées de l'écoulement, comme la concentration d'air au niveau de l'impact du jet, la quantité et la distribution de tailles des bulles entraînées, ni une caractérisation du panache des bulles (Gualtieri & Chanson (2007)). Néanmoins, on y retrouve le débit d'air entraîné dans la chute et la hauteur des ressauts verticaux formés au sein du puits. Ces informations présentent un intérêt direct dans le cadre des études d'ingénierie. Cette section du chapitre est donc dédiée à un cadre plus pratique, alors que la section précédente (cas du jet d'eau en plongeon) s'intéressait à des informations d'ordre plus fondamental.

On dispose dans la littérature d'un nombre limité de travaux employant des techniques *CFD* pour la simulation des écoulements de ce type. Liu, et al. (2018) utilisent la méthodologie VOF avec des modèles de turbulence du type RANS (*k-ε standard* et *RNG k-ε*) dans la simulation d'un modèle physique à échelle réduite d'un ouvrage réel, qui présente des caractéristiques très similaires à celle de Viparelli (1961). L'écoulement simulé par Liu, et al. (2018) est phénoménologiquement identique à ce que décrit Viparelli (1961), avec une entrée en vortex, suivie d'un écoulement annulaire dans la partie initiale de la chute et enfin d'un ressaut vertical dans la partie aval. Malheureusement, le débit d'air entraîné calculé dans le modèle numérique n'est pas présenté par Liu, et al. (2018), qui se limitent à informer que celui-ci ne correspond pas au débit d'air mesuré dans l'ouvrage réel. L'étude de Zhang, et al. (2018) s'intéresse également à la simulation numérique d'un puits de chute avec une entrée en vortex. Ils utilisent à cette fin l'approche VOF couplée au modèle d'entraînement d'air par une source volumique de Hirt C. (2003). Néanmoins, la présentation des résultats liés à l'entraînement d'air est en quelque sorte problématique, et ne correspondent pas à une mesure du débit d'air. Zhang, et al. (2018) fournissent quant à eux des mesures de la concentration d'air au niveau des parois du puits, ce qui est moins directement intéressant pour nous compte tenu de l'objectif de ce présent travail.

Les principaux objectifs de cette étude sont donc d'évaluer la capacité de prédiction des solveurs *interFoam* et *vofTfmFoam* vis-à-vis des phénomènes hydrauliques majeurs observés (vortex à l'entrée, écoulement annulaire suivi d'un ressaut vertical au sein du puits) et du débit d'air entraîné.

4.2.1 Présentation du cas d'étude

Le pilote étudié par Viparelli (1961) consiste en un puits vertical cylindrique de longueur L_p et diamètre $D_p = 9,6$ cm qui débouche à son extrémité aval dans un réservoir cylindrique. La sortie d'eau se fait par un tuyau horizontal au niveau bas du réservoir et le débit de passage peut être limité par une vanne. De façon similaire, la sortie d'air du réservoir est située à l'extrémité d'un tube qui peut être partiellement ou entièrement fermé par un robinet. La pression de l'air présent dans le réservoir peut ainsi être réglée. En amont de la chute, l'alimentation en eau se fait par un canal initialement rectangulaire, qui prend à la fin une forme voluté au niveau de l'entrée du puits dans le but d'induire la formation d'un vortex. A l'exception de l'installation d'un tuyau au-dessus du puits, établissant le contact de l'ouvrage avec l'extérieur, tout le canal amont est cloisonné. Tout le débit d'air aspiré vers l'aval passe à travers ce tuyau, qui est ainsi mesuré à l'aide d'un anémomètre.

Deux régimes d'écoulement sont décrits par Viparelli (1961). Dans le premier régime dénommé « chute libre », le robinet du tuyau de sortie d'air dans le réservoir aval est maintenu complètement ouvert, ce qui garantit le maintien d'une pression atmosphérique tant à l'entrée qu'à la sortie du puits. L'écoulement d'eau dans le puits conserve alors une forme annulaire sur toute sa longueur, et l'air aspiré en amont de la chute au niveau du vortex est transporté à travers le puits sans se mélanger avec l'eau. Dans cette configuration, la longueur du puits L_p était de 4 m.

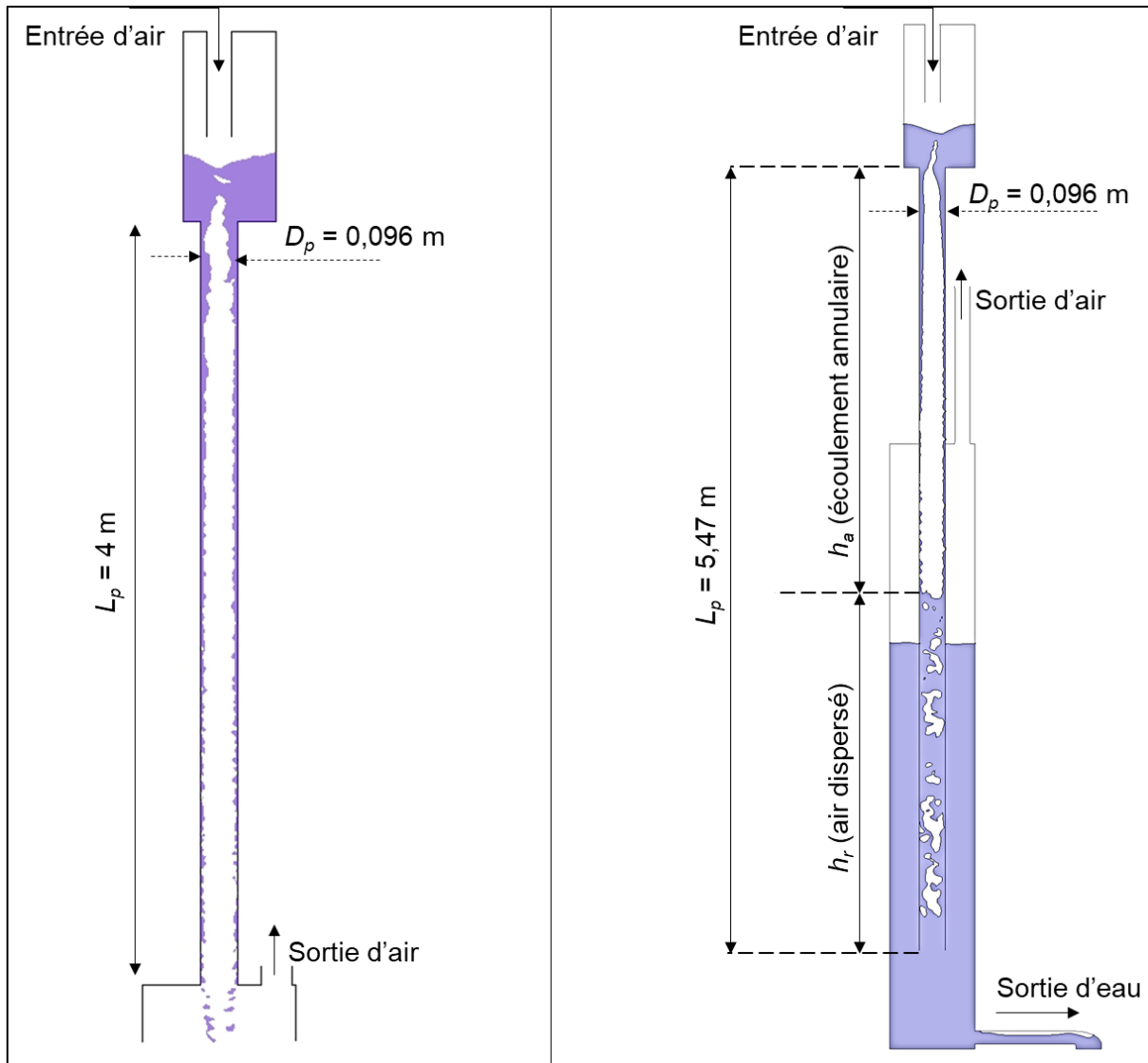


Figure 48 – Illustration des modes d'écoulements possibles : « chute libre » à gauche ; « avec ressaut » à droite

Le deuxième régime d'écoulement est caractérisé par la présence d'un « ressaut hydraulique vertical » qui apparaît en conséquence de l'instauration d'une pression plus élevée que la pression atmosphérique au niveau de la sortie du puits. Cette pression en aval est imposée avec le maintien d'un niveau d'eau dans le réservoir au-dessus de la sortie du puits (qui est rallongé dans ce cas-ci jusqu'à $L_p = 5,47 \text{ m}$), combinée à une surpression de l'air présent dans le réservoir, qui est atteinte grâce à une fermeture partielle du robinet.

A l'intérieur du puits, l'écoulement se présente également en forme annulaire sur une partie de la chute. Néanmoins, après une certaine longueur de chute, on observe soudainement une discontinuité dans l'aspect de l'écoulement, qui se transforme dans une colonne d'eau et d'air fortement mélangés, qui compose donc ledit « ressaut

vertical ». En d'autres mots, l'écoulement diphasique qui initialement conserve les phases bien ségréguées, se transforme dans un écoulement où l'air devient fortement dispersé dans l'eau. Le transport de l'air de l'amont vers l'aval du puits est donc soumis aux mécanismes complexes d'entraînement issus de l'impact entre deux corps d'eau distincts, tels que ceux observés dans le cas du jet d'eau en plongeon (en encore dans le cas des ressauts hydrauliques horizontaux).

Les deux modes d'écoulement étudiés par Viparelli présentent de l'intérêt pour des applications grandeur nature. C'est toutefois le mode d'écoulement en présence d'un « ressaut vertical » qui présente le plus fort enjeu pour cette étude. En effet, l'implémentation du solveur *voTfmFoam* se justifie pour potentiellement mieux représenter des écoulements en régimes ségrégué et dispersé en comparaison avec l'approche VOF traditionnelle – et c'est ce que l'on vise à mettre à l'épreuve avec ce cas test. La modélisation du mode d'écoulement dit « en chute libre » présente tout de même un intérêt, pour vérifier si le courant d'air induit par la chute d'eau est bien reproduit.

4.2.2 Le domaine de calcul et maillage

Le domaine de calcul utilisé pour les simulations (Figure 49) a été conçu de façon à reproduire les caractéristiques géométriques du modèle physique décrit par Viparelli (1961), ceci en respectant les proportions et l'échelle de l'ouvrage. Quelques exceptions sont néanmoins à noter :

- ❖ La dimension verticale du réservoir cylindrique a été volontairement augmentée de quelques centimètres, dans l'objectif d'éviter un éventuel débordement de l'eau par la sortie d'air.
- ❖ Selon Viparelli (1961), le tuyau d'évacuation d'eau au pied du réservoir cylindrique se poursuit horizontalement sur plus de 9 m. Ici, dans le modèle numérique, on l'a raccourci à quelques centimètres.
- ❖ Le canal rectangulaire en amont de la chute est probablement plus long dans le pilote que dans le domaine de calcul numérique, mais cette dimension n'est pas fournie dans Viparelli (1961).

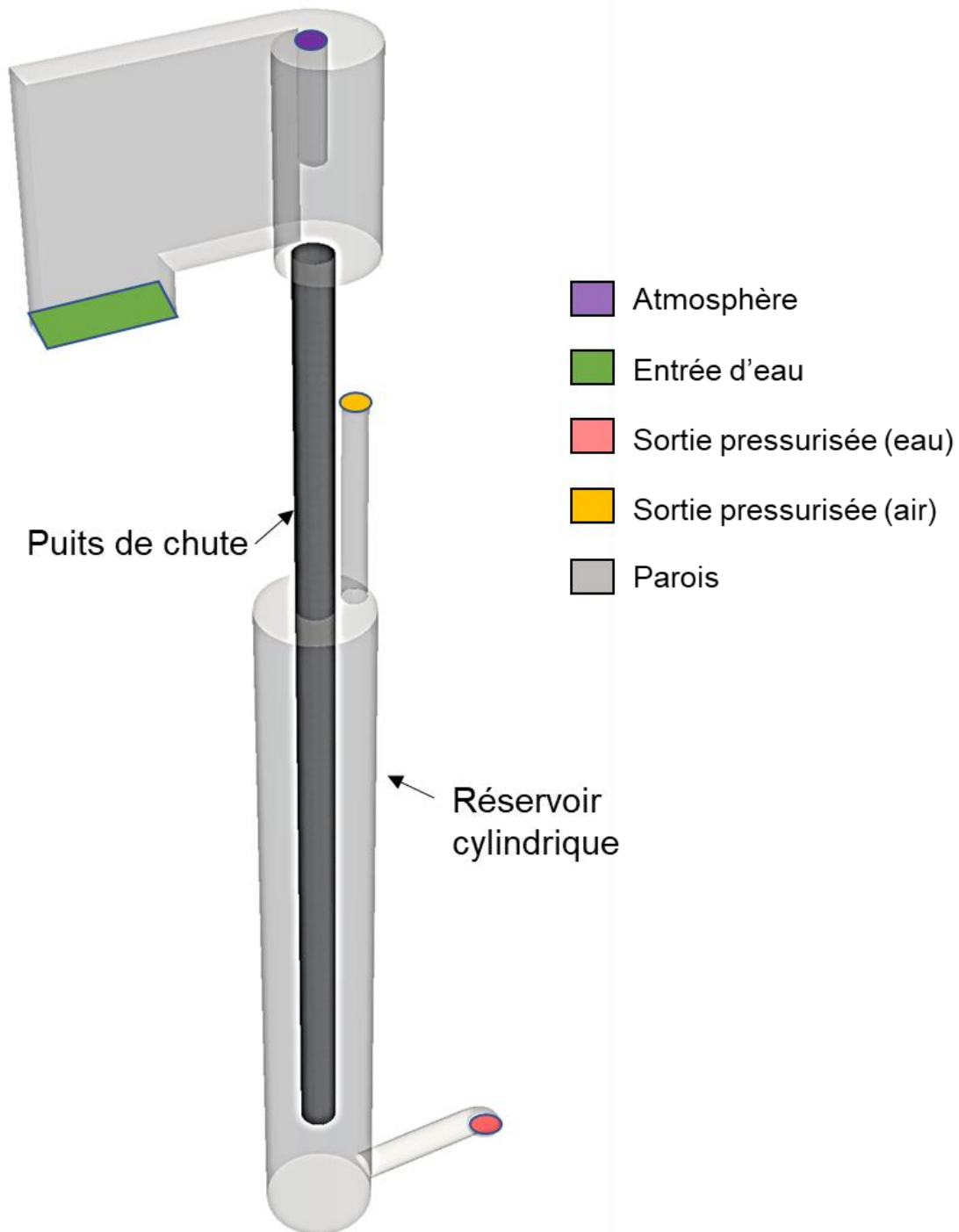


Figure 49 – Domaine de calcul et conditions aux limites (cf. Annexe 2) utilisées dans la modélisation numérique des écoulements dans le mode « avec ressaut vertical »

On n'estime qu'aucune de ces modifications n'impacte considérablement les caractéristiques hydrauliques du système, surtout en ce qui concerne l'entraînement d'air.

Le domaine de calcul est ensuite maillé de façon à optimiser la précision du calcul dans les régions du domaine à plus forts enjeux. Ici, une densité de cellules de calcul plus importante est mise en œuvre à l'intérieur du puits et dans la zone en amont de

la chute où l'on observe la formation du vortex. On montre en Figure 50 la section transversale du puits pour les deux maillages utilisés dans l'étude. Le « Maillage 1 » se compose de $4,74 \times 10^5$ cellules de calcul (cellules mesurant 6,25 mm à l'intérieur du puits), et est employé dans la plupart des simulations. Le « Maillage 2 » a été employé dans le but d'évaluer l'impact du raffinement de la discrétisation dans les résultats, et se compose de $1,18 \times 10^6$ cellules de calcul (cellules mesurant 4,80 mm à l'intérieur du puits).

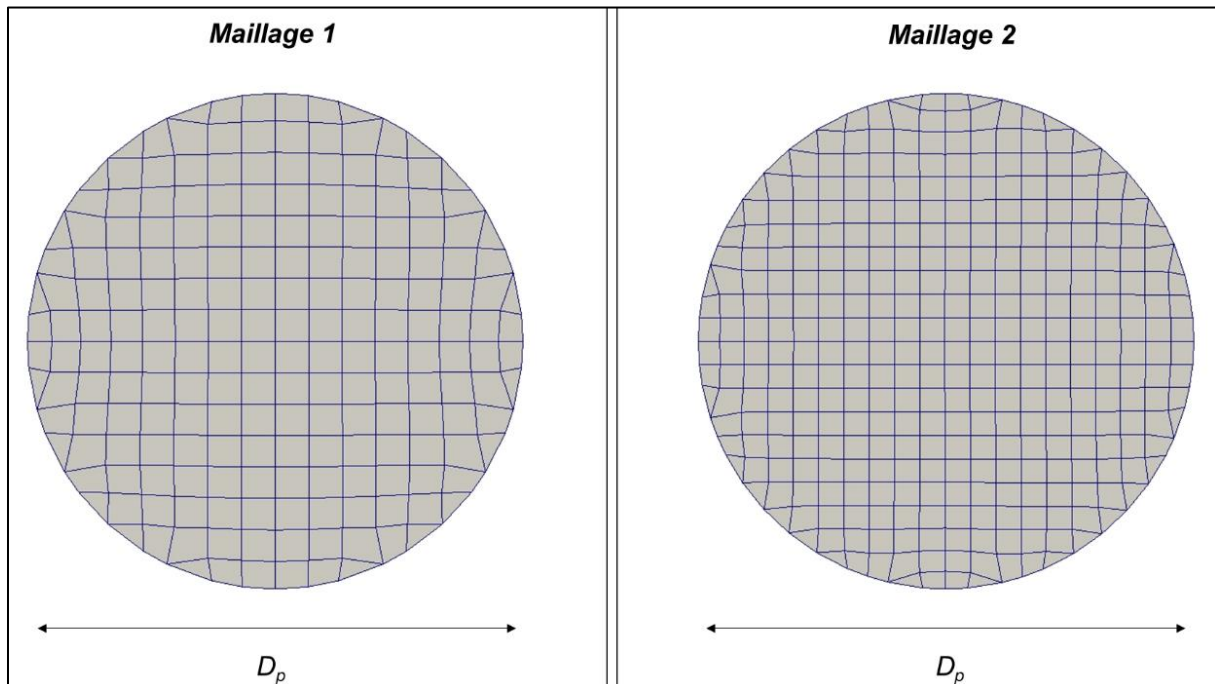


Figure 50 – Maillages utilisées dans les simulations (vue sur la section transversale du puits)

4.2.3 Simulations préliminaires

Avant de décrire les simulations réalisées pour le mode d'écoulement en présence d'un « ressaut vertical », il semble d'intérêt de montrer quelques résultats obtenus lors de simulations préliminaires, notamment en ce qui concerne le choix du modèle de turbulence, ainsi que les résultats des simulations menées dans le mode d'écoulement en chute libre.

4.2.3.1 Modèles de turbulence

Une conclusion assez intéressante de l'étude du cas du jet d'eau en plongeon était que la résolution des mécanismes physiques pilotant l'entraînement d'air localisé ne constitue pas une condition *sine qua non* pour la détection du phénomène d'aération par le solveur *vofTfmFoam* (l'air serait entraîné par advection de la fonction

de fraction volumique en régime dispersé). Ce fait isolé permettrait donc l'utilisation des modèles de turbulence du type RANS avec ce solveur dans le présent cas d'étude.

Néanmoins, dans certaines conditions, l'intégration d'un modèle de turbulence (on a testé les modèles $k-\omega$ SST, $k-\varepsilon$ standard et $k-\varepsilon$ réalisable) a engendré le phénomène observé dans la Figure 51 : le vortex initialement stable dans le temps $t = 0,5$ s permet une alimentation continue en air du puits de chute, qui présente un écoulement de forme annulaire, exactement comme décrit par Viparelli (1961). Cependant, à partir de $t = 1,5$ s, le vortex est rompu, et l'alimentation d'air cesse soudainement. Comme l'alimentation en eau n'est pas interrompue, celle-ci continue à chuter dans le puits, occupant toute sa section transversale à $t = 2,5$ s. Finalement, à $t = 3$ s, le vortex se forme à nouveau et l'écoulement annulaire se rétablit. Ce phénomène se répète de manière intermittente dans les simulations, empêchant ainsi l'exploitation de leurs résultats.

L'instabilité de la structure du vortex lors de l'utilisation de modèles de turbulence de type RANS peut être expliquée par leur difficulté à bien représenter les vitesses tangentielles pour des écoulements à très forte courbure. Comme le notent Škerlavaj, et al. (2014) lors des simulations de l'écoulement à travers un générateur de vortex, l'utilisation des modèles de turbulence RANS classiques engendre une sur-diffusion du profil de vitesses de circulation autour du centre du vortex. Cette diffusion artificielle du profil de vitesses tangentielles réduit donc leurs magnitudes maximales, et, dans le présent cas d'étude, nuit à la représentation de la surface libre en forme de vortex. Selon Škerlavaj, et al. (2014), l'intégration d'un terme de correction de courbure dans les modèles de turbulence originaux pourrait résoudre cette problématique de sur-diffusion. Néanmoins cette correction n'est pas disponible dans les versions actuelles d'OpenFOAM®, et nous ne l'avons pas implémentée au cours de cette thèse. Dans l'objectif de contourner ce verrou, le reste des simulations menées dans ce cas d'étude a été conduit sans modèle de turbulence ($S-M$), ce qui les met dans la catégorie des simulations VLES.

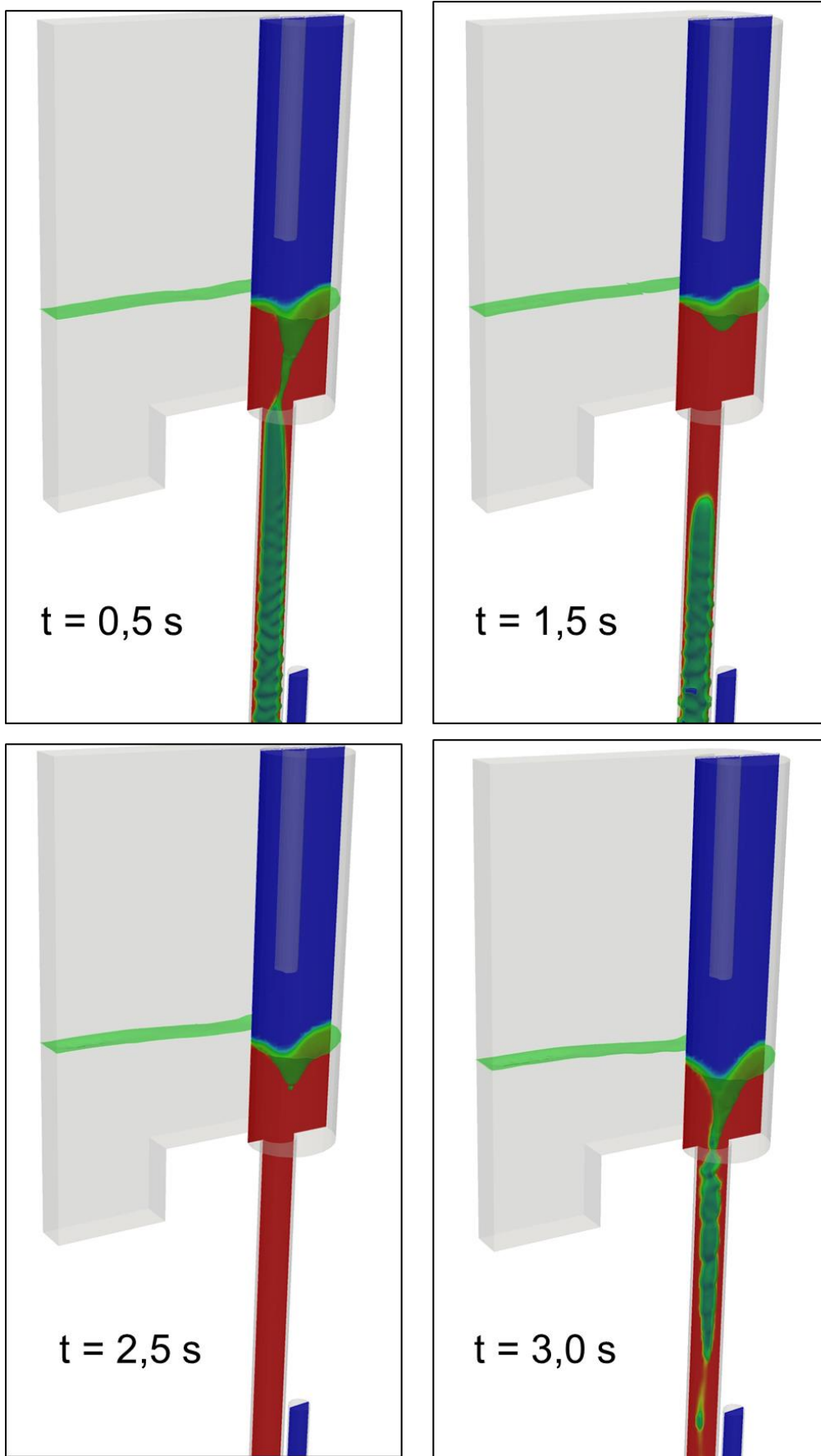


Figure 51 – Evolution temporelle de la rupture du vortex en conséquence de l'utilisation d'un modèle de turbulence de type RANS

4.2.3.2 Mode d'écoulement en chute libre

Une série de simulations a été réalisée dans le mode d'écoulement en chute libre dans le but de valider la capacité des solveurs utilisés de prédire le transport des courants d'air. Comme dans ce mode d'écoulement les phases eau et air devraient rester ségréguées, on s'attend à ce que le solveur *voTfmFoam* fournisse des résultats similaires à ceux obtenus par le solveur *interFoam*. Selon Viparelli (1961), une estimation du débit d'air entraîné dans le régime en chute libre peut être exprimée par l'Eq. (79). Cette relation a été obtenue à partir de l'analyse des données extraites de son propre pilote, ainsi que de celles publiées par d'autres auteurs comme Kalinske (1940) et Marquet (1953).

$$\frac{Q + Q_a}{Q_m} = \sqrt{\frac{Q}{Q_m}} \quad (79)$$

Où Q (m^3/s) représente le débit injecté d'eau et Q_a (m^3/s) le débit d'air entraîné dans la chute. Le débit Q_m (m^3/s) correspond au débit équivalent de l'eau si l'écoulement était en pleine section dans le puits (sans noyau d'air). Ceci peut être approximé par l'Eq. (80), en négligeant la hauteur d'eau en amont de la chute, qui est en règle générale beaucoup plus petite que L_p .

$$L_p \approx Q_m^2 \times \left(\frac{1}{2gA_t^2} + \frac{L_p}{K_s^2 R_h^{4/3} A_t^2} \right) \quad (80)$$

Où A_t (m^2) est la surface de la section transversale du puits, K_s ($m^{1/3}/s$) est le coefficient de Strickler, R_h (m) est le rayon hydraulique et g (m/s^2) est la magnitude de l'accélération de la gravité. Dans le présent cas d'étude, compte tenu des dimensions du puits $L_p = 4$ m et $D_p = 9,6$ cm, et en faisant l'hypothèse de $70 < K_s < 90$ $m^{1/3}/s$, on estime la valeur de $Q_m \approx 50$ L/s. Basé sur cette valeur, on a réalisé une série de simulations avec les deux solveurs en établissant les débits d'eau à l'entrée comme fractions de ce Q_m fixe, par exemple, $Q = 0,25 Q_m$, $Q = 0,4 Q_m$ etc. Le domaine de calcul est similaire à celui conçu pour les simulations en mode d'écoulement « avec ressaut » (Figure 49), le seul changement étant la longueur du puits L_p . La discrétisation du domaine est réalisée avec la même précision que le « Maillage 1 » (Figure 50). Le débit d'air aspiré Q_a est calculé dans les simulations en faisant une

moyenne temporelle du débit à travers la frontière du domaine dénommée « Atmosphère », moyenne qui est enregistrée à chaque pas de temps. La moyenne est réalisée seulement à partir du moment où les effets transitoires liés au démarrage de l'écoulement (remplissage du canal amont, temps d'établissement d'un régime stationnaire) sont passés.

Les résultats des simulations du débit d'air entraîné dans le mode d'écoulement en chute libre sont exprimés dans la Figure 52, comparés à la relation empirique proposée par Viparelli (1961) dans l'Eq. (79). On y présente également les barres d'incertitude de cette équation, fournies par Viparelli (1961).

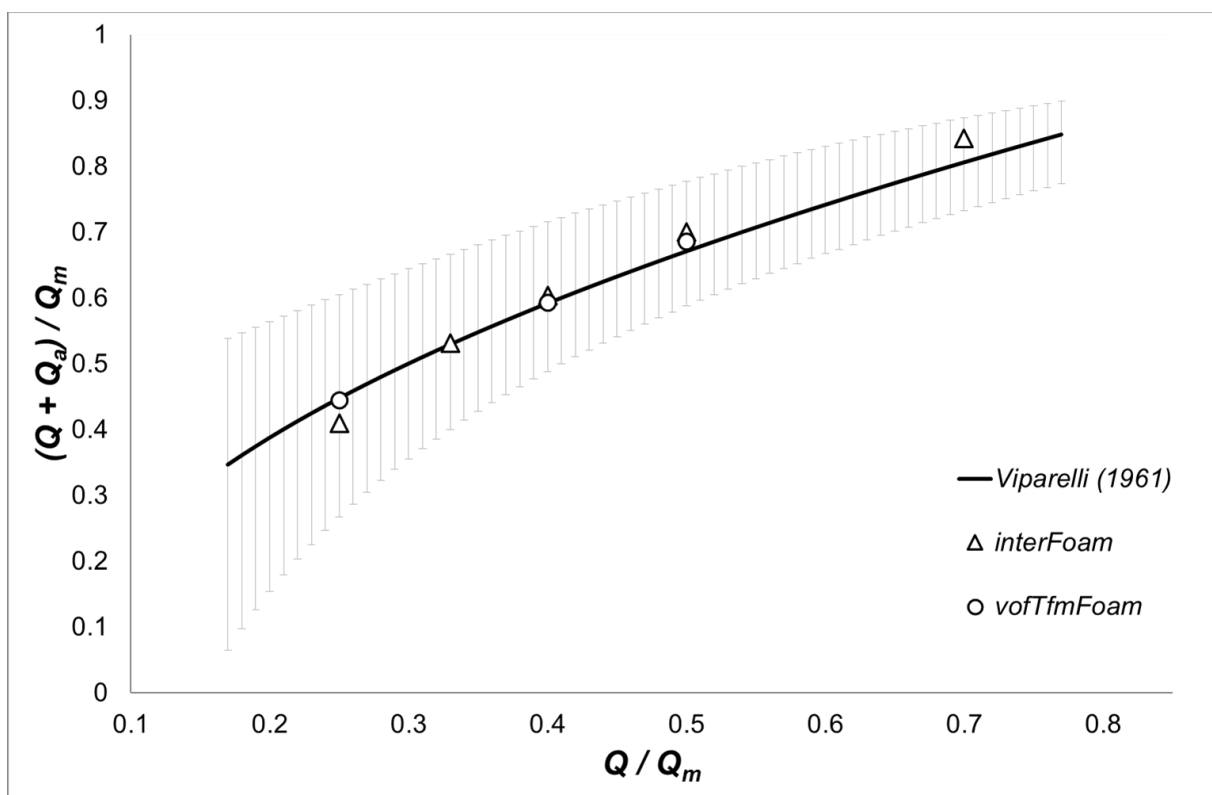


Figure 52 – Mesures du débit d'air entraîné en fonction du débit d'eau, comme exprimé par Viparelli (1961)

Malgré le fait que les incertitudes sont parfois importantes, les résultats simulés de débit d'air aspiré à travers le vortex dans les simulations se rapprochent bien de l'Eq. (79), et aucun écart significatif n'est constaté selon le solveur utilisé.

4.2.4 Les simulations – mode d'écoulement « avec ressaut »

Pour reproduire le mode d'écoulement en présence d'un ressaut hydraulique vertical décrit par Viparelli (1961), on a besoin d'imposer une pression en sortie du puits de chute. Comme dans le modèle physique, la pression aval dans les simulations est établie par le maintien d'une hauteur d'eau fixe dans le réservoir (sous laquelle débouche la sortie du puits). En outre, on impose, dans certains cas, à l'air présent à l'intérieur du réservoir une pression supérieure à la pression atmosphérique.

On montre dans le Tableau 4 l'ensemble des simulations menées pour un mode d'écoulement avec ressaut. Les pressions affichées sont celles imposées en sortie en aval de la chute. On note que la sortie du puits est localisée 69 cm au-dessus du fond du réservoir. Les niveaux d'eau imposés sont ainsi suffisants pour recouvrir la sortie du puits et pour y imposer une pression.

Tableau 4 – Synthèse des conditions à la limite aval des simulations en mode « avec ressaut »

Configuration	Niveau d'eau dans le réservoir (m)	Pression de l'air dans le réservoir (kPa)	Pression imposée à la sortie d'eau (kPa)
0	1,3	0	12,7
1	2	0	19,6
2	2	3	22,6
3	2	5	24,6
4	2	7	26,6
5	2	10	29,6

Toutes les simulations ont été menées sans modèle de turbulence, et avec un débit d'eau injecté en amont $Q = 9$ L/s, tant avec le solveur *interFoam* qu'avec *voTfmFoam*. Pour ce débit, l'eau occupe dans la zone d'écoulement annulaire environ 25 % de la surface de la section transversale du puits. On peut ainsi calculer pour cet écoulement un $Re = 2,2 \times 10^4$, $We = 1,6 \times 10^4$ et $Fr = 8,3$; ces caractéristiques s'approchent de celles du modèle M2 du cas du jet d'eau en plongeon. La plupart des simulations a été conduite avec le « Maillage 1 ». Le « Maillage 2 » a été utilisé ponctuellement pour l'évaluation de l'influence du degré de raffinement des cellules sur les résultats. L'impact du paramètre de la taille moyenne des bulles en régime dispersé d_{bulle} a été investigué en détails, avec l'attribution des valeurs arbitraires, mais

cohérente avec des observations expérimentales de manière générale. On a réalisé des simulations pour les configurations 1 - 5 avec le solveur *voFfmFoam* pour $d_{bulle} = 0,7$ mm ; $d_{bulle} = 1$ mm et $d_{bulle} = 3$ mm. On note que cette analyse ne comprend pas tout le spectre de choix possible pour ce paramètre. Une analyse avec des valeurs plus étendues permettrait de mieux cerner l'influence de ce paramètre.

4.2.5 Résultats

4.2.5.1 Aspect de l'écoulement

Les écoulements résultant de chaque approche employée sont évalués une fois qu'un régime quasi-stationnaire est atteint. De manière générale, celui-ci arrive après quelques secondes de simulation de l'écoulement, qui est démarré avec des conditions initiales peu développées (c'est-à-dire, le canal en amont de la chute est initialement vide). On observe à titre d'exemple l'historique du débit d'air Q_a aspiré au niveau de la frontière « Atmosphère » (les valeurs négatives indiquent un débit vers l'intérieur du domaine de calcul) dans la Figure 53. Lors des premières secondes, le canal amont se remplit d'eau et éjecte une partie du volume d'air qui occupait initialement cet espace. Le débit Q_a oscille encore pendant quelques secondes avant d'atteindre à environ 13 s un régime quasi-stationnaire d'entraînement continu d'air.

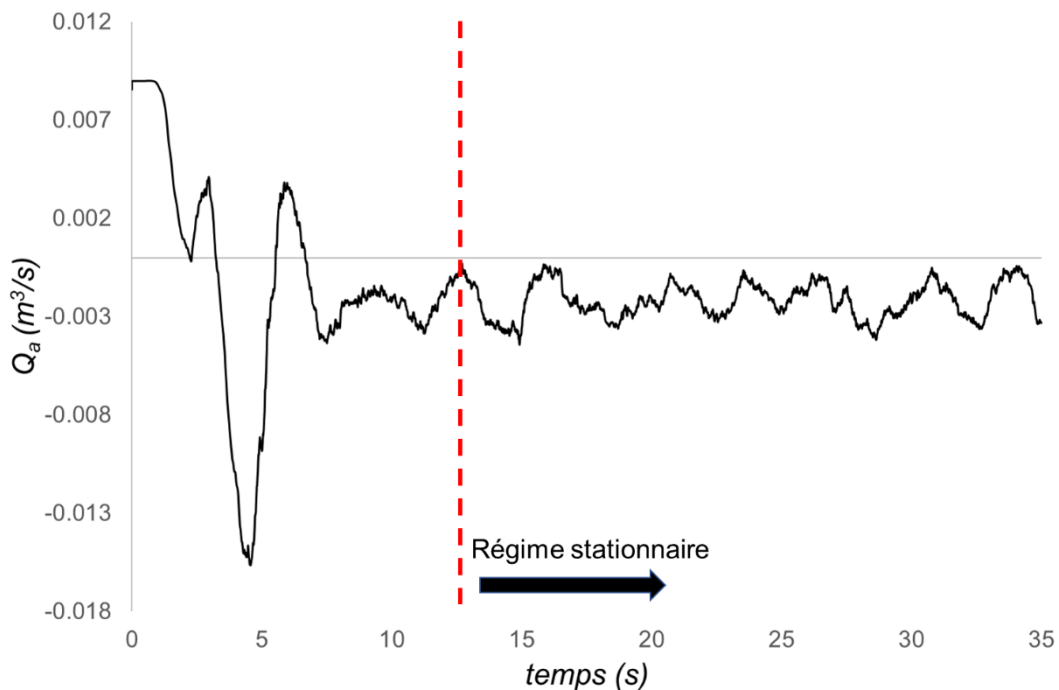


Figure 53 – Exemple d'une chronique du débit d'air enregistrée dans la limite « Atmosphère »

Pendant ce régime, on observe dans les simulations réalisées avec le solveur *vofTfmFoam* l'apparition d'un ressaut hydraulique vertical assez stable, démarquant bien la transition entre l'écoulement en forme annulaire et la colonne d'eau avec de l'air dispersé à l'intérieur. On constate de plus que l'algorithme de changement d'approches VOF et TFM sépare assez efficacement les zones d'écoulement ségrégué et dispersé (Figure 54), puisque la compression d'interface s'active seulement où l'interface est bien résolue.

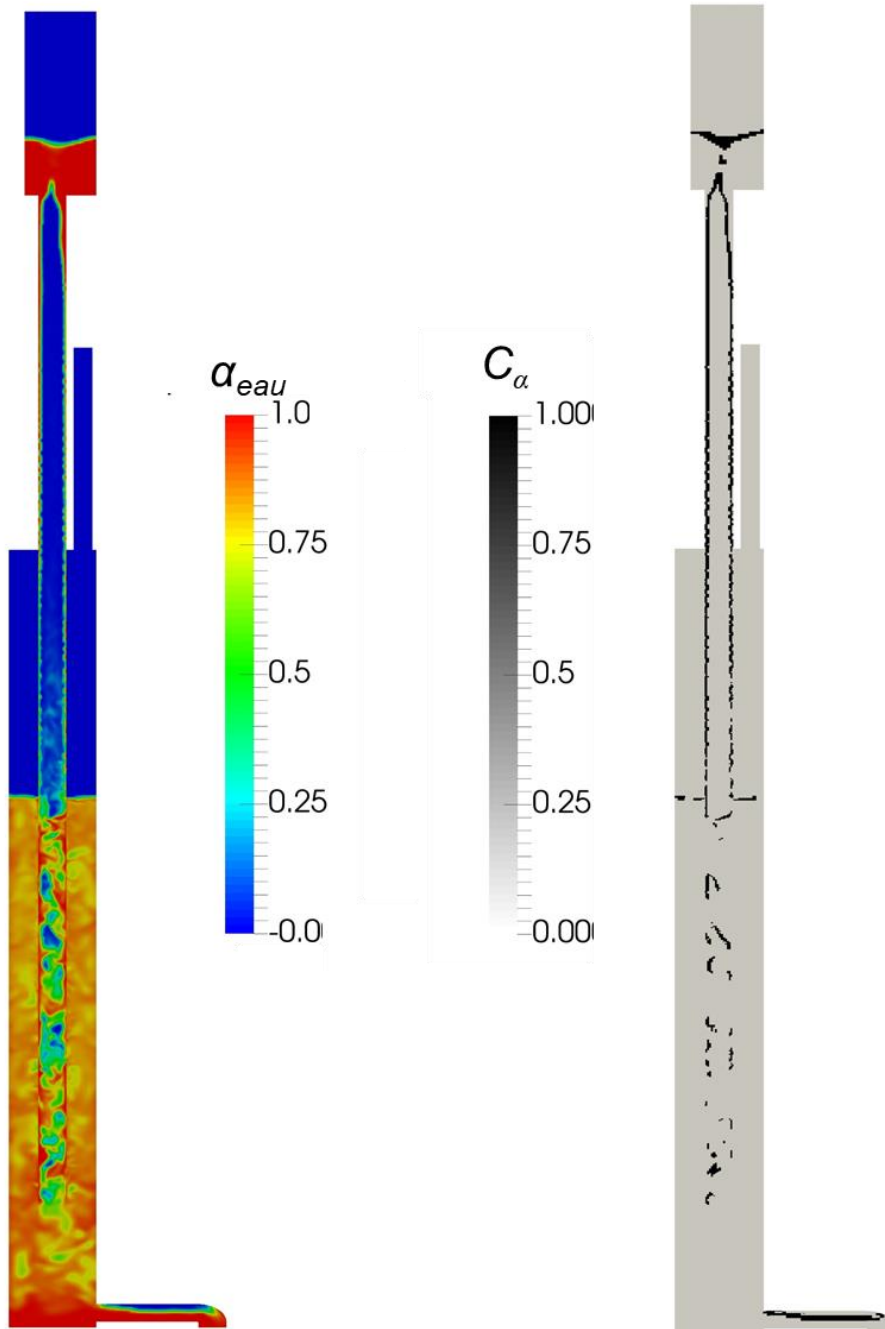


Figure 54 – Champs α_{eau} et C_α activant la compression d'interface dans le solveur *vofTfmFoam*

On compare dans la Figure 55 l'aspect général des écoulements calculés avec les différentes approches (*interFoam* et *vofTfmFoam* avec trois valeurs distinctes de d_{bulle}) pendant le régime quasi-stationnaire. Si on se concentre initialement sur les simulations menées en *vofTfmFoam* (Figure 55, b, c et d), on constate que la modification du paramètre d_{bulle} influence grandement l'apparence visuelle de l'écoulement, plus notamment sur deux aspects :

- ❖ Tant à l'intérieur du puits qu'au niveau de la zone du réservoir cylindrique, le volume occupé par la phase gazeuse semble augmenter avec la diminution de d_{bulle} .
- ❖ Par ailleurs, en accord avec les observations de Shonibare & Wardle (2015), plus d_{bulle} est grand, plus on identifie des structures diphasiques bien résolues.

Ces observations peuvent être expliquées encore une fois par le lien direct entre d_{bulle} et l'effort de traînée interfacial modélisé avec l'approche TFM. Une traînée faible (conséquence d'un d_{bulle} aussi faible) pose peu de résistance au détachement des fractions volumiques d'air des zones d'interface et à leur advection dans le sens de l'écoulement.

D'un autre côté, les simulations menées avec le solveur *interFoam* présentent un aspect très distinct de celles en *vofTfmFoam*, et loin de l'apparence décrite par Viparelli (1961). Ainsi, la Figure 55 partie a met en évidence que l'air est piégé dans la colonne d'eau à l'intérieur du puits sous forme des grosses poches et que le régime d'écoulement dispersé attendu n'est pas généré. Par ailleurs, un décrochage de la phase liquide est visible au niveau de l'entrée du réservoir cylindrique, alors que, selon les expériences, elle devrait adhérer aux parois du puits jusqu'au niveau de la formation du ressaut. De manière générale, il semble que ces phénomènes sont issus de l'impossibilité de l'approche VOF à bien établir une transition entre régimes d'écoulement ségrégué et dispersé avec le maillage actuellement utilisé.

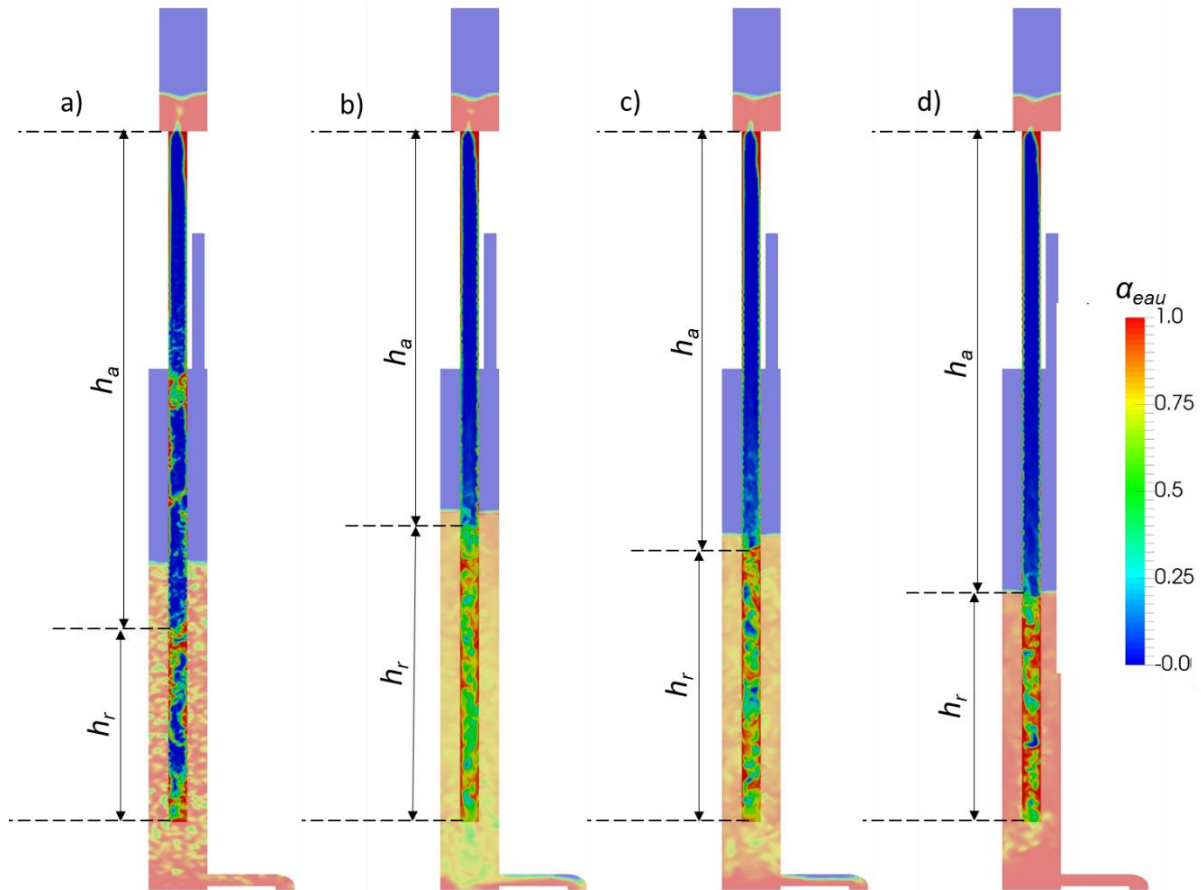


Figure 55 - Vue en coupe transversale des modèles au même pas de temps de simulation, dans la configuration 3 : a) *interFoam* ; b) *vofTfmFoam* ($d_{bulle} = 0,7 \text{ mm}$) ; c) *vofTfmFoam* ($d_{bulle} = 1 \text{ mm}$) ; d) *vofTfmFoam* ($d_{bulle} = 3 \text{ mm}$)

4.2.5.2 Le débit d'entraînement d'air et le ressaut vertical

Du point de vue quantitatif, les résultats de plus grand intérêt pour la présente étude sont la prévision du débit d'air entraîné Q_a , associé à la pression imposée en sortie du puits P_2 et la hauteur du ressaut h_r . On retrouve par exemple dans Viparelli (1954) les mesures de Q_a en fonction de P_2 , représentées ici sur la Figure 56, et comparées avec les résultats obtenus pour les différentes simulations. Selon Viparelli (1961), la pression P_2 est calculée à partir de la mesure de la pression au fond du réservoir cylindrique, de laquelle on soustrait la pression due à la hauteur d'eau entre la sortie du puits et le fond du réservoir (ici, 69 cm). On note que la pression au fond du réservoir n'est pas égale à la pression imposée dans la condition limite de sortie (Tableau 4), qui est en effet plus faible en conséquence des pertes de charge singulières issues des coudes présents dans le tuyau d'évacuation. Les valeurs de pression P_2 sont ainsi également un résultat des simulations.

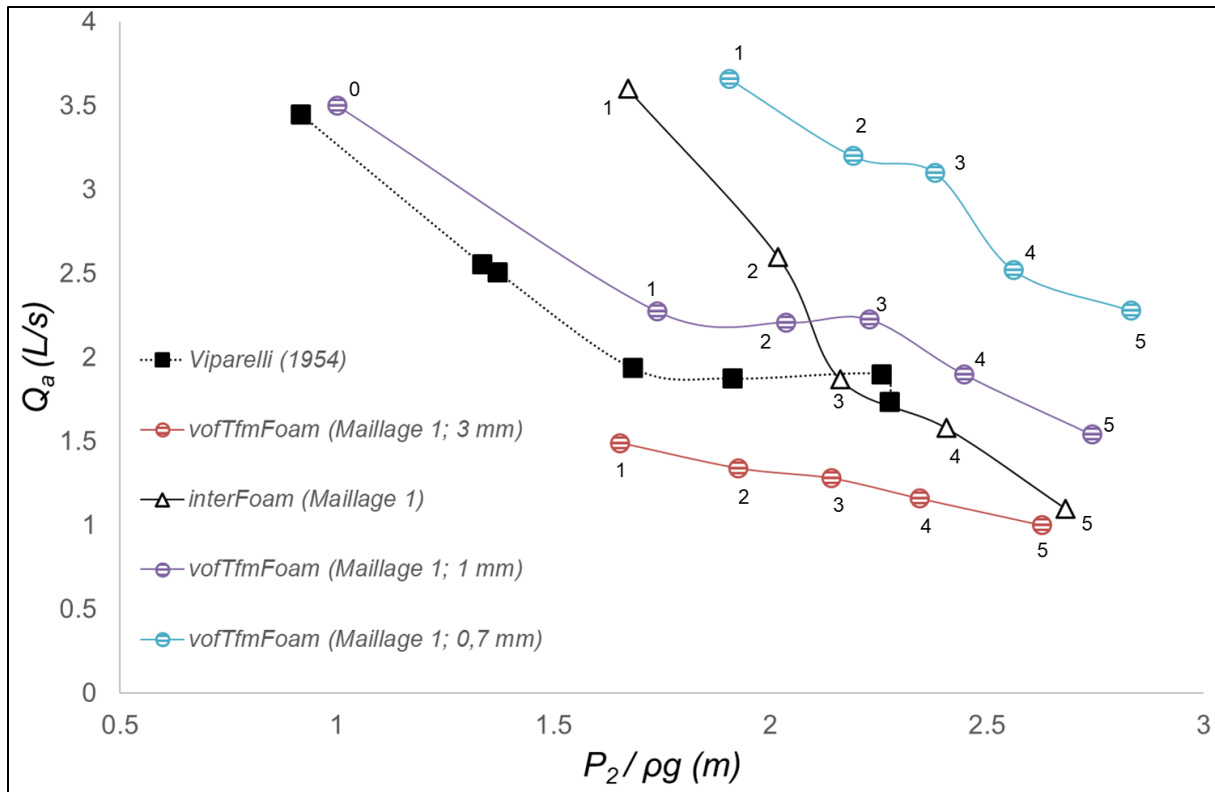


Figure 56 - Le débit d'air entraîné Q_a en fonction de la pression aval P_2 divisée par le poids spécifique de l'eau. Les indices sur les points indiquent la configuration de l'écoulement suivant le Tableau 4

En ce qui concerne les simulations menées avec le solveur *vofTfmFoam*, on observe sur la Figure 56 que le paramètre d_{bulle} a effectivement une très forte influence sur la prévision du Q_a , en conséquence de la magnitude de l'effort de traînée modélisé. La courbe obtenue pour les simulations avec $d_{bulle} = 1$ mm est celle qui s'approche le plus des données expérimentales, présentant une similarité très satisfaisante. Les simulations en *interFoam* semblent correspondre aux expériences lorsque de plus fortes pressions sont imposées (configurations 3 et 4), mais surestiment considérablement le débit d'air entraîné pour des pressions plus faibles.

On dispose également sur la Figure 57 des données de Q_a en fonction de la hauteur h_a (c'est-à-dire, la longueur du puits où l'écoulement se présente en forme annulaire). La réponse des simulations en *vofTfmFoam* est de manière générale très similaire à celle observée sur la Figure 56, avec la série de calculs où $d_{bulle} = 1$ mm qui s'approche au mieux des mesures expérimentales. Néanmoins, les simulations en *interFoam* semblent à première vue aussi bien correspondre aux données de Viparelli (1954). On note cependant que ces résultats ne sont pas équivalents à ceux issus des simulations *vofTfmFoam* pour $d_{bulle} = 1$ mm : on observe par exemple que le point de la simulation VOF correspondant à la configuration 1 s'accorde plutôt à celui obtenu

pour la configuration 0 de la méthode hybride. Sachant d'après la Figure 56 que le débit d'air obtenu par le solveur *interFoam* est largement surestimé pour la configuration 1, on interprète donc que les résultats issus de ce solveur suivent les données expérimentales de la Figure 57 plus par hasard que par une vraie reproduction de l'écoulement.

Selon l'analyse de Viparelli (1961) sur les résultats expérimentaux, le débit d'entraînement d'air en présence d'un ressaut vertical dépend en grande partie de l'état de formation de celui-ci. Si le ressaut est bien développé, la plupart du transport de l'air de l'amont vers la sortie du puits est réalisé à travers la dynamique des bulles, qui ont été piégées lors de la transition de l'écoulement en forme annulaire vers la colonne d'eau avec de l'air dispersé. Ce mode de fonctionnement se traduit par les valeurs quasi-constantes de Q_a pour des pressions P_2 plus fortes (Figure 56) et, de façon analogue, pour des valeurs de h_a plus faibles (Figure 57).

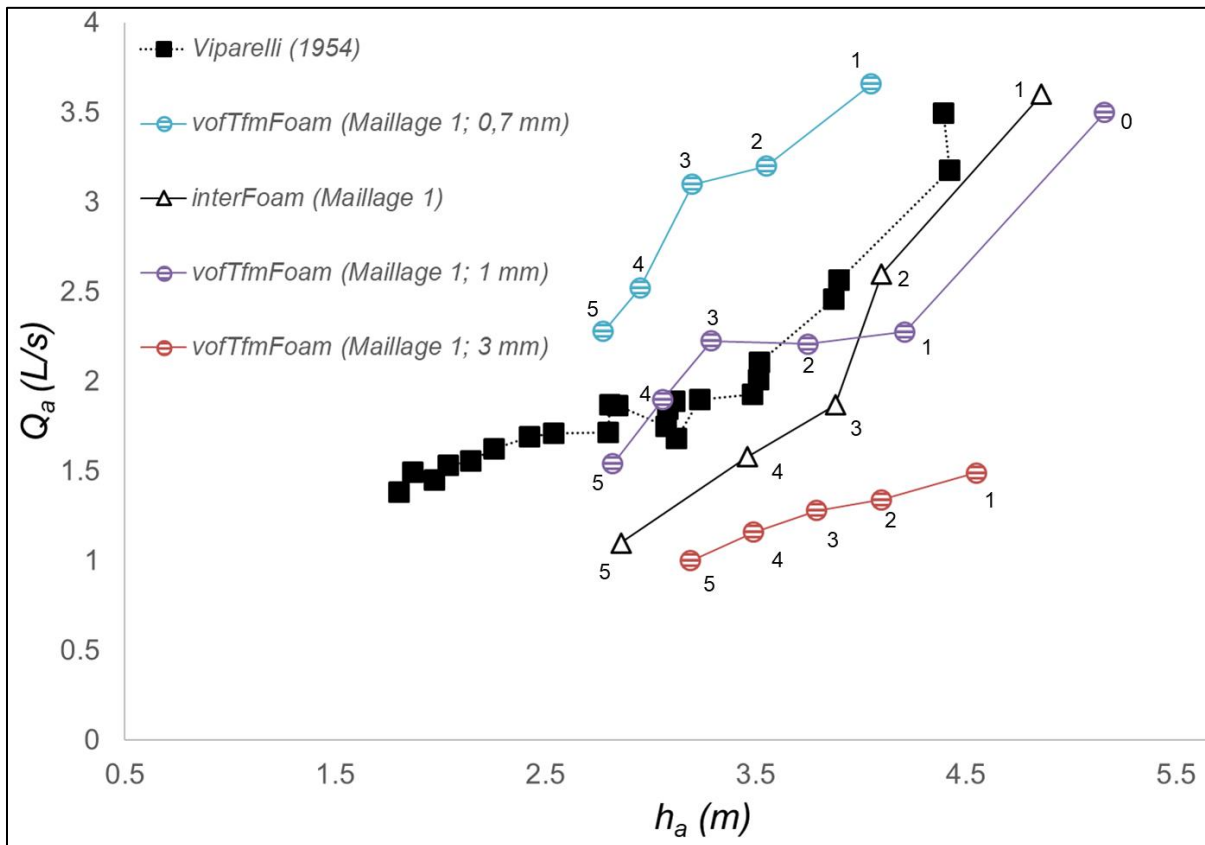


Figure 57 – Le débit d'air entraîné Q_a en fonction de la longueur de l'écoulement en forme annulaire h_a . Les indices sur les points indiquent la configuration de l'écoulement suivant le Tableau 4

De l'autre côté, la formation partielle du ressaut résulte dans l'augmentation du débit d'air total transporté de l'amont vers l'aval de la chute, qui monte avec la

diminution de P_2 et de h_r . A la limite, le débit d'air à travers les très faibles ressauts s'approche du Q_a obtenu dans le mode d'écoulement en chute libre.

Suivant cette analyse, on arrive à comprendre les raisons des écarts entre les séries de simulations menées avec les deux solveurs. On constate une grande difficulté des simulations en *interFoam* à correctement reproduire le phénomène du ressaut (Figure 55), du fait d'une sous-résolution des mécanismes physiques d'entraînement d'air, issue de l'insuffisance du raffinement du maillage utilisé (Figure 58). Ceci engendre la surestimation de Q_a , surtout pour des valeurs plus faibles de P_2 . A titre de comparaison, le maillage grossier utilisé dans les simulations du cas du jet d'eau en plongeon contient six cellules de calcul discrétisant le diamètre initial du jet D_0 . Ici, l'épaisseur de la couche d'eau est, au mieux, représentée par trois cellules (Figure 58). On note que, vu l'échelle du domaine de calcul, ce degré de raffinement du maillage constitue déjà une forte demande en ressources de calcul.

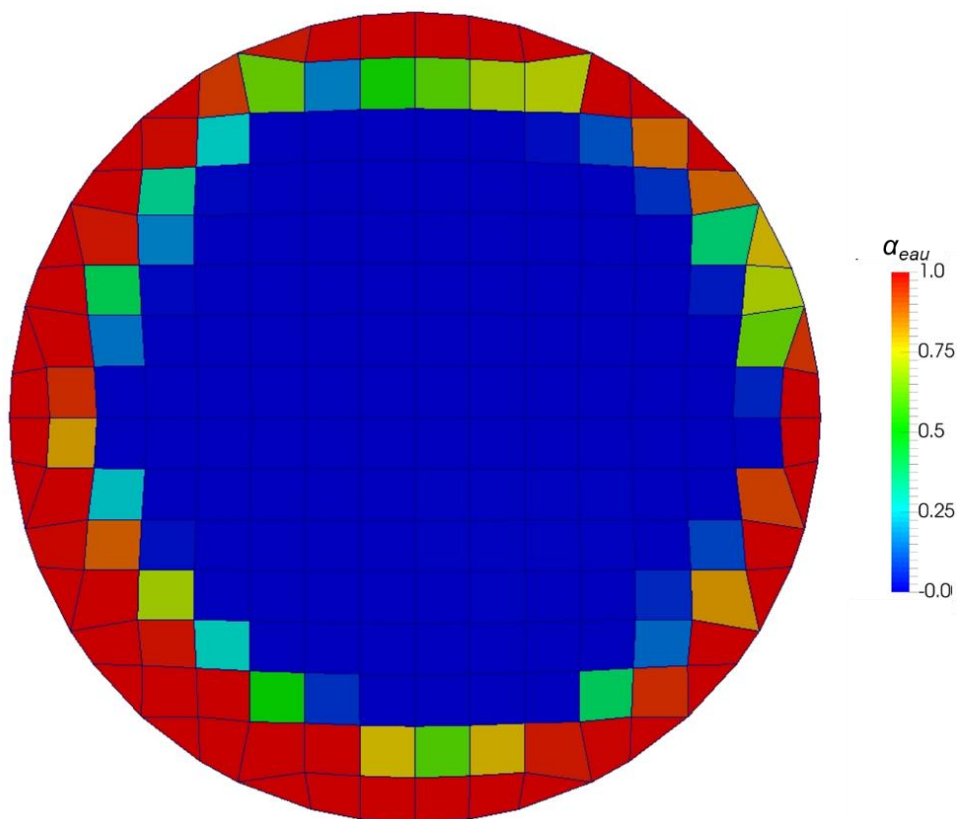


Figure 58 – Régime d'écoulement annulaire dans le Maillage 1 ; $Q = 9 \text{ L/s}$

En parallèle, dans les simulations en *vofTfmFoam*, la non-résolution des mécanismes physiques d'entraînement d'air n'empêche pas la formation du ressaut ni la transition d'approches VOF vers TFM. Ceci est en accord avec ce que l'on a observé en étudiant le cas du jet d'eau en plongeon. La non-résolution des mécanismes

physiques engendre ainsi un phénomène d'entraînement d'air purement « advectif » en régime TFM. Dans cette condition, il semblerait donc que la sélection du paramètre d_{bulle} a une influence directe sur la prédiction du débit d'air entraîné Q_a . Des tailles plus faibles de d_{bulle} généreraient de cette manière un effort de traînée moins important dans l'air dispersé, qui serait ainsi advecté plus facilement vers l'aval au niveau de la transition de régimes VOF et TFM.

Par ailleurs, la Figure 59 montre que le paramètre d_{bulle} semble influencer aussi la longueur du ressaut h_r . Ceci pourrait être lié à la relation entre d_{bulle} et Q_a . Un débit d'air plus important générerait au sein du ressaut une plus grande fraction volumique d'air, ce qui réduirait la masse volumique moyenne de la colonne d'eau avec l'air dispersé. En effet, d'après Viparelli (1961), la pression exercée par le poids de cette colonne devrait s'approcher de la pression contraire à l'écoulement P_2 imposée à la sortie du puits. De cette manière, pour une pression aval donnée, lorsque la masse volumique moyenne de la colonne diminue avec une concentration d'air plus importante, sa longueur h_r devrait augmenter.

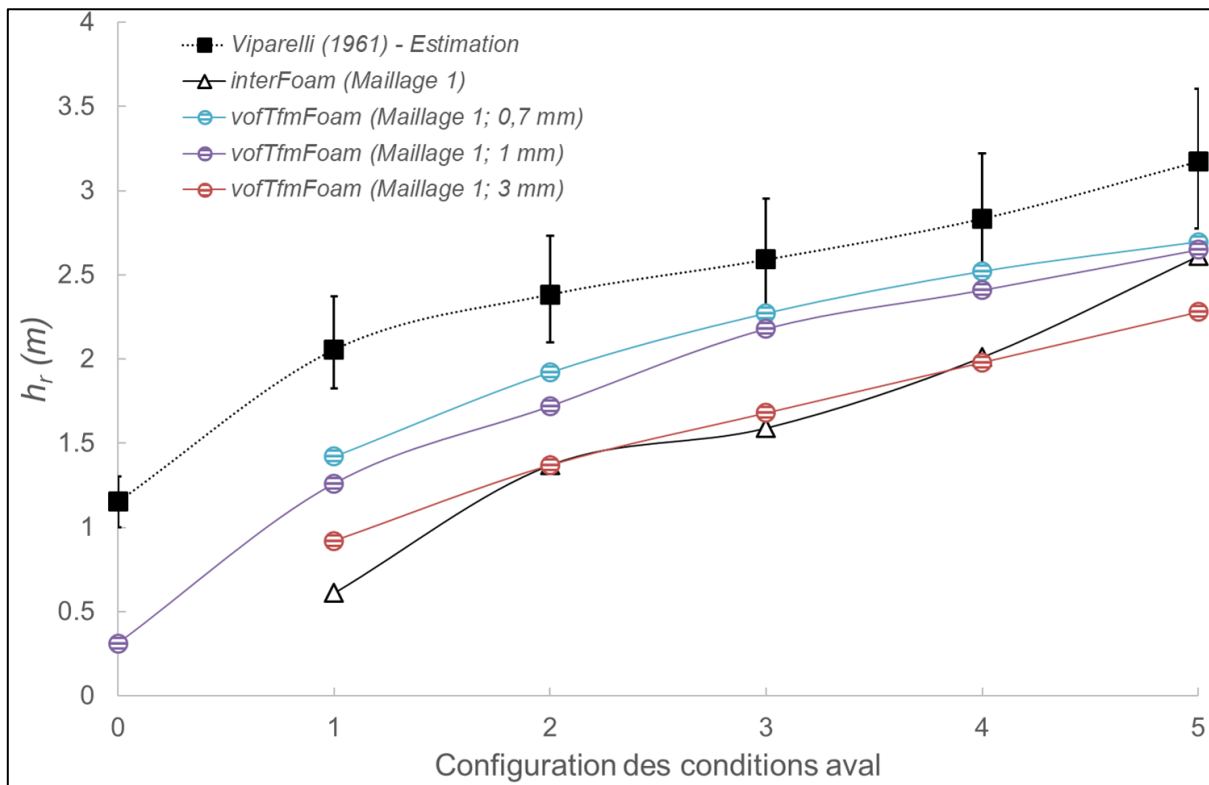


Figure 59 – La longueur du ressaut h_r calculée pour chaque configuration d'écoulement (Tableau 4)

L'estimation des h_r expérimentales est basée sur le commentaire de Viparelli (1961) affirmant que $P_2 / \rho_{eau}g \leq h_r \leq 1,3P_2 / \rho_{eau}g$ (d'où les barres d'erreur). Les hauteurs des ressauts obtenues par les simulations sont toutes situées en-dessous, ou à la limite inférieure de la gamme des hauteurs estimées. Ceci est probablement une conséquence de la non-utilisation d'un modèle de turbulence, et les effets de dissipation et diffusion du champ des vitesses liés aux mouvements tourbillonnaires non-résolus ont donc été complètement négligés. De cette façon, si les vitesses (et donc la pression dynamique) au sein du puits de chute étaient atténuées par un modèle de turbulence, la longueur h_r du ressaut atteindrait probablement une valeur plus importante, qui pourrait potentiellement venir à correspondre aux résultats attendus. Bien entendu, la modélisation de la turbulence a été omise dans les simulations de la présente étude pour favoriser la stabilité du vortex à l'entrée du puits. Néanmoins, il est clair que négliger la dissipation visqueuse par les petits tourbillons non-résolus a engendré des conséquences, ici plus clairement la sous-estimation de la longueur du ressaut.

4.2.5.3 *L'effet du raffinement du maillage*

Afin d'évaluer l'influence du raffinement du maillage sur les résultats, on a réalisé deux simulations complémentaires avec le « Maillage 2 » dans les configurations 3 et 5 en utilisant le solveur *vofTfmFoam* pour un $d_{bulle} = 1$ mm. Les résultats quantitatifs liés au débit d'air entraîné et à la longueur du ressaut peuvent être appréciés en Figure 60.

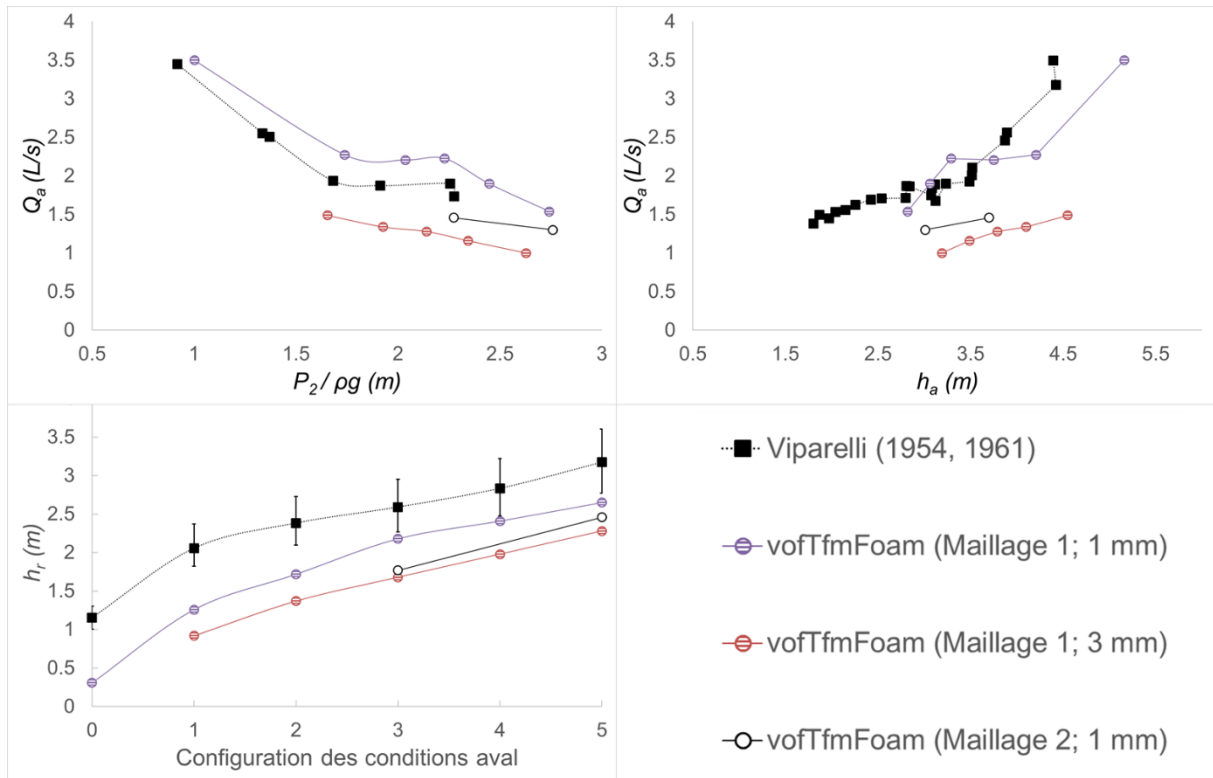


Figure 60 – Comparaison des résultats obtenus avec deux degrés de raffinement différents du maillage

On se rend compte que les résultats correspondent de manière générale aux données extraites des simulations en « Maillage 1 » pour un $d_{bulle} = 3$ mm. Ceci serait probablement lié au fait que les maillages plus raffinés ont la capacité de résoudre explicitement un spectre d'échelles plus large de structures diphasiques. En d'autres mots, le solveur hybride serait en théorie capable de retarder la transition de l'approche VOF vers l'approche TFM lorsqu'un maillage plus fin est employé, car de plus petites interfaces pourraient être résolues. De cette manière, l'aspect de l'écoulement se rapprocherait de celui observé lorsque $d_{bulle} = 3$ mm, puisque le régime TFM est moins présent au niveau du ressaut. La diminution de Q_a (et donc de h_r) est ainsi la conséquence de la plus importante résolution des interfaces dans l'écoulement, qui subissent naturellement un effort de traînée plus important que des bulles dispersées de 1 mm.

4.2.5.4 Conclusions

- ❖ La réalisation des simulations préliminaires a montré que les deux solveurs utilisés ont bien estimé le débit d'air entraîné dans le mode d'écoulement en chute libre. Il s'agit d'un résultat plutôt conforme aux attentes, qui confirme l'applicabilité de l'approche VOF dans le calcul diphasique en régime ségrégué.
- ❖ Le solveur *voTfmFoam* présente des résultats qualitatifs plus proches de la description phénoménologique de Viparelli (1961) que la méthode VOF, lors des simulations dans le mode d'écoulement en présence d'un ressaut hydraulique vertical. Pendant que la méthode hybride détecte une transition claire de régimes d'écoulement ségrégué vers dispersé au niveau du ressaut, le solveur *interFoam* montre plus de difficultés pour reproduire ce phénomène. Ceci est probablement lié à l'utilisation d'un maillage insuffisamment raffiné (Maillage 1) pour une résolution satisfaisante des mécanismes physiques d'entraînement d'air, des bulles et des structures turbulentes. Comme déjà établi lors des conclusions du cas du jet d'eau en plongeon, l'atout du solveur *voTfmFoam* provient d'un moindre besoin de résolution des aspects physiques de l'écoulement, ce qui est une conséquence directe de sa formulation hybride.
- ❖ On a constaté une importante sensibilité du solveur *voTfmFoam* au paramètre d'entrée d_{bulle} . Le débit d'air entraîné Q_a et la longueur du ressaut h_r augmentent avec la diminution de d_{bulle} , ainsi que les zones de l'écoulement aéré fonctionnant en régime TFM. Ceci est une conséquence du fait que les efforts de traînée plus importants vont rendre plus difficiles l'entraînement d'air par l'effet d'advection numérique. La prédiction précise de la donnée clé du débit d'air entraîné semble donc soumise à une connaissance *a priori* du d_{bulle} adapté.
- ❖ Enfin la hauteur du ressaut calculée dans les simulations est en règle générale sous-estimée. Il est très probable que ce soit en raison de la non-utilisation d'un modèle de turbulence dans les simulations, qui contribuerait au calcul d'une plus forte dissipation de la vitesse au sein du ressaut hydraulique vertical.

5 Simulation du phénomène d'auto-aération : Le cas des chutes en marches d'escalier

5.1 Introduction

➤ Domaine d'activité

Comme introduit lors du chapitre 1, le phénomène d'auto-aération consiste en un déclenchement de l'entraînement d'air au sein d'un écoulement d'eau ayant atteint une forte intensité turbulente au niveau de l'interface, dont l'énergie dépasse celles issues des efforts stabilisants de la gravité et de la tension de surface. Ce phénomène est couramment observé dans les écoulements arrivant dans la nature et dans divers ouvrages hydrauliques, tels que les chutes d'eau, les canaux à forte pente et les coursiers à profil lisse et en forme de marches d'escalier.

Ce dernier exemple constitue depuis quelques décennies un objet de recherche de plus en plus étudié, surtout après la popularisation des techniques de construction avec le béton compacté au rouleau (*RCC, ou Roller-Compacter Concrete*), qui ont permis de réduire son coût d'installation en aval des barrages (Meireles & Matos (2009)). Les coursiers en marches d'escalier présentent également des avantages opérationnels par rapport aux évacuateurs en profil lisse, puisqu'ils permettent une dissipation d'énergie plus efficace, issue de la recirculation au sein des cavités des marches. De cette façon, les coursiers en marches d'escalier sont souvent installés dans les systèmes de protection des barrages en cas de crue (Gonzalez (2005)), pour évacuer un maximum de surplus de débit. Ces ouvrages sont également utiles pour favoriser la réoxygénation de l'eau stockée (Erpicum, et al. (2016)), empêchant des impacts majeurs dans l'équilibre de l'écosystème des cours d'eau en aval des chutes.

➤ Typologie des écoulements en marches d'escalier

Or, la présence des marches d'escalier contribue fortement à la complexité de l'écoulement. En première instance, on arrive à distinguer trois types d'écoulement (Figure 61) à travers cet ouvrage (Hager & Schleiss (2009)), qui apparaissent en fonction du débit relatif à l'échelle de la structure (souvent exprimé comme la hauteur

critique de l'écoulement en amont de la chute d_c sur la hauteur h_s de la partie verticale des marches) :

- ❖ L'écoulement en nappe (*nappe flow*) arrive lors des faibles débits ($d_c/h_s < 0,8$), et est caractérisé par une succession de nappes impactant la partie horizontale de chaque marche. Les nappes forment souvent des cavités d'air, piégées entre la partie verticale de la marche et la nappe.
- ❖ L'écoulement de transition (*transition flow*) a lieu pour des débits intermédiaires ($0,8 < d_c/h_s < 1$), et illustre une transition entre l'écoulement en nappe et l'écoulement en mousse.
- ❖ L'écoulement en mousse (*skimming flow*) arrive lors des forts débits ($d_c/h_s > 1$), et se caractérise par l'occupation complète des cavités des marches par l'eau. On peut ainsi définir le concept du fond virtuel de l'écoulement (*pseudobottom*), suivant une ligne imaginaire à la même pente de la chute, intersectionnant le sommet extérieur de chacune des marches (Figure 61). L'écoulement en dessous du fond virtuel est majoritairement composé d'importantes recirculations turbulentes qui interagissent avec le champ de vitesses de l'écoulement au-dessus, qui est à son tour comparable aux écoulements en canal. La turbulence générée au sein des recirculations et transportée vers la répartition de l'écoulement au-dessus du fond virtuel contribue ainsi à l'apparition des instabilités au niveau de la surface libre et au déclenchement de l'auto-aération.

L'étude du régime d'écoulement en mousse présente un intérêt accru dans le cadre de cette thèse, puisqu'il s'agit d'un écoulement auto-aéré. De nature très complexe, celui-ci est caractérisé par une première portion en amont où l'eau et l'air restent bien ségrégués (zone non-aérée) et une seconde plus en aval, où les deux phases sont fortement mélangées (zone aérée) en conséquence du développement des perturbations de la surface libre générées par la turbulence de l'écoulement.

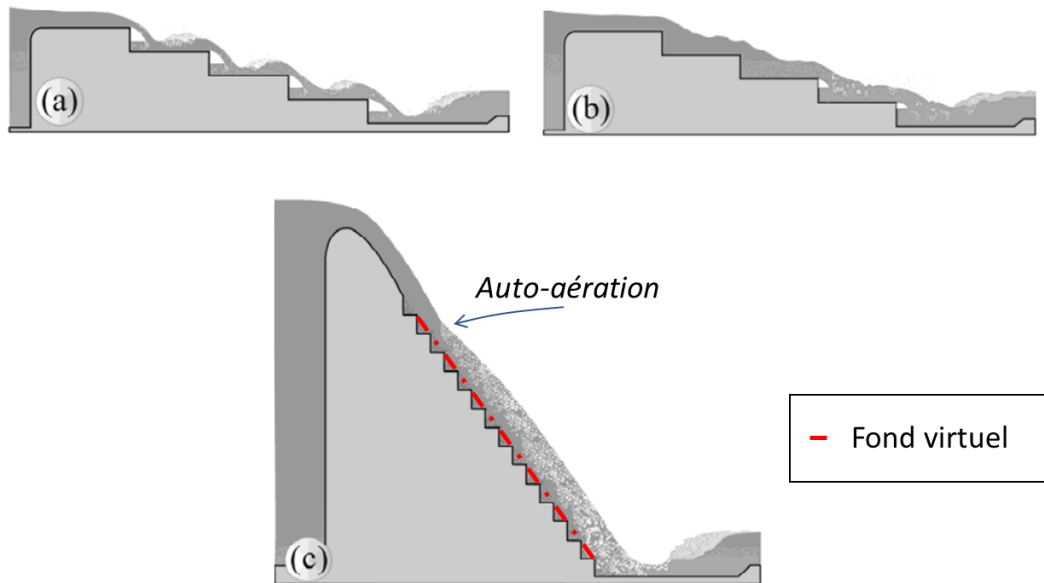


Figure 61 - Régimes d'écoulement en marches d'escalier : a) écoulement en nappe ; b) écoulement de transition ; c) écoulement en mousse. Source : Simões, et al. (2012)

La zone aérée est de grande complexité, présentant des mécanismes d'aération variés comme l'éjection de gouttes d'eau, qui entraînent des bulles lorsqu'elles retombent dans le corps d'eau principal (Rao & Kobus (1974), Volkart (1980)), ainsi que le déferlement de vaguelettes de surface. Selon Wood (1991) et Chanson (1997), la zone aérée peut encore être divisée en trois sous-zones :

- 1) La sous-zone partiellement aérée, proche du point de déclenchement de l'auto-aération
- 2) La sous-zone entièrement aérée, plus en aval de l'écoulement, où l'air est présent sur toute la profondeur du canal
- 3) La sous-zone aérée uniforme, où les caractéristiques eau-air de l'écoulement deviennent constantes. Celle-ci serait analogue à un écoulement pleinement développé.

Cette caractérisation est originellement formulée pour le cas des chutes en profil lisse, mais peut aussi être appliquée au cas avec marches d'escalier, qui peuvent être interprétées comme des macro-rugosités dans le canal.

L'aération de l'eau apporte un grand nombre de modifications dans la structure de l'écoulement et doit être prise en compte pour le dimensionnement des ouvrages. Parmi ces effets, on peut citer notamment l'augmentation de la profondeur de l'écoulement engendrant le besoin d'adaptation de la hauteur des bajoyers (Rao & Kobus (1974), Wood (1991), Boes & Hager (2003)), la réduction des efforts de

cisaillement (et donc de la traînée le long de la chute), ce qui génère des vitesses plus importantes à la fin de la chute et qui doivent être correctement dissipées, et l'augmentation de la compressibilité du fluide résultant, menant à un plus faible risque d'endommagement via cavitation (Falvey (1990), Wood (1991)). La caractérisation de la zone aérée est donc indispensable.

De ce fait, le point de déclenchement (*inception point*, Wood (1991), Chanson (1997)) de l'auto-aération, noté ci-après x_D , doit aussi être connu pour la prévision de la dissipation d'énergie globale de la chute et du taux d'aération de l'eau. Ce point est traditionnellement défini comme la jonction de la couche limite sur le fond (ou le fond virtuel) se développant le long de la chute avec la surface libre. Ceci dépend de plusieurs paramètres, notamment des aspects géométriques de l'ouvrage, comme la pente de la chute et la rugosité du fond du canal, ainsi que du débit d'eau rejeté. Des relations semi-analytiques sont présentées par Wood (1991) pour le cas des chutes en profil lisse ; Chanson (1994) présente une relation corrigée pour le cas des chutes en marches d'escalier. La prédiction du point exact de déclenchement de l'auto-aération reste néanmoins très complexe, et constitue encore à ce jour un important objet de recherche (Valero & Bung (2018)).

➤ Etudes expérimentales

Une grande partie des études expérimentales menées concernant les chutes en marches d'escalier a été consacrée à la caractérisation de l'écoulement en mousse, pour lequel sont conçus les systèmes de protection des barrages (Meireles & Matos (2009)). Comme évoqué précédemment, l'aération de l'écoulement constitue un facteur d'importance majeure dans les propriétés de l'écoulement, présentant de forts enjeux sur plusieurs aspects.

Dans ce contexte, des nombreux travaux de recherche ont été conduits dans l'objectif de caractériser la région aérée de l'écoulement, notamment Cain (1978), Wood (1991), Boes & Hager (2003b), Ohtsu, et al. (2004), Chanson & Carosi (2007) et Bung (2011), avec des mesures de la distribution de concentration d'air, des profils de vitesses et des caractéristiques turbulentes du transport des bulles dans l'écoulement. La distance x_D parcourue par l'écoulement dans la chute avant le déclenchement de l'entraînement d'air, la hauteur de l'écoulement diphasique et les mesures de perte de charge globale sont aussi des variables d'intérêt. Les études

expérimentales conduites par Amador, et al. (2009), Meireles & Matos (2009), Zhang & Chanson (2016), entre autres, se concentrent notamment sur la caractérisation de la zone non-aérée de l'écoulement, qui, selon l'ouvrage, peut occuper une partie significative de la chute.

➤ La modélisation numérique

La modélisation numérique des écoulements en mousse constitue aussi un important axe de recherche. Malgré les nombreux avancements obtenus par la recherche expérimentale, permettant l'établissement de lois empiriques d'un grand nombre de variables d'intérêt pour le dimensionnement des ouvrages (Boes & Hager (2003a), Ohtsu, et al. (2004)), le développement des outils de simulation présente également un fort intérêt, notamment pour la conception des nouveaux ouvrages avec des géométries non-standards (dont les caractéristiques hydrauliques ne suivent pas nécessairement les lois empiriques traditionnelles) et des éléments correctifs des ouvrages existants comme les dispositifs de réduction de brume et des seuils permettant une augmentation de la perte de charge (Hager & Schleiss (2009)).

La simulation numérique des écoulements en mousse est à l'heure actuelle encore un problème très difficile, spécialement si on s'intéresse à une reproduction fiable du phénomène de l'auto-aération et à la prédiction des caractéristiques diphasiques au sein de la zone aérée de l'écoulement. On observe dans la littérature des études numériques employant différentes approches de modélisation. La plupart consiste en l'utilisation de la technique VOF couplée à un modèle de turbulence à deux équations d'approche RANS. Dans ces cas, on observe qu'une grande partie des caractéristiques de la région non-aérée de l'écoulement obtenue par le modèle est raisonnablement en accord avec les mesures expérimentales moyennées, notamment la hauteur de la surface libre (Simões, et al. (2012)), les profils de vitesse (Bombardelli, et al. (2011)), le développement de la surface libre et quelques mesures des statistiques turbulentes (Toro, et al. (2016)). Cependant, cette approche n'est pas capable de reproduire le phénomène d'auto-aération, puisque les perturbations turbulentes du champ de vitesses qui génèrent le phénomène sont dissipées par l'influence du modèle de turbulence.

Dans le but de contourner cette limitation, quelques auteurs ont sélectionné le *Mixture model* pour la simulation des écoulements en mousse, mais toujours avec une

approche RANS (Cheng, et al. (2006), Nikseresht, et al. (2013)). Dans ce modèle, un terme dans l'équation de quantité de mouvement, pour prendre en compte les efforts de cisaillement lorsqu'une phase est dispersée dans l'autre, a été ajouté. Il est observé qu'en dernière instance ce terme promeut la pénétration de la phase gazeuse dans l'eau, ainsi simulant le phénomène d'auto-aération. Des résultats quantitatifs plus détaillés sur les concentrations d'air obtenues par le modèle ne sont néanmoins pas présentés dans les études.

L'approche de modélisation, décrite dans le chapitre 2, implémentant le couplage de techniques de simulation diphasique avec et sans résolution d'interface à travers la définition d'un terme source d'injection d'air a également été employée, notamment par Valero & Garcia-Bartual (2016) et Lopes, et al. (2017). Bien que des résultats encourageants aient été obtenus sur la concentration d'air moyennée sur les marches dans le premier article, et la hauteur d'eau au niveau de la zone aérée dans le deuxième, ils ont été déterminés après calibration minutieuse des paramètres numériques des modèles (constantes de proportionnalité et limiteurs) pilotant le débit d'air entraîné.

En outre, on retrouve dans la littérature des études utilisant une approche type LES pour la simulation des écoulements en mousse. Zhan, et al. (2016) utilisent la technique VOF avec le modèle de turbulence LES de Smagorinsky-Lilly pour l'obtention d'excellents résultats sur les profils de concentration d'air dans la zone aérée, dont l'existence a été prévue grâce à la reproduction du phénomène d'auto-aération par la résolution directe des perturbations du champ de vitesses et de la surface libre. Cependant, cet article, rédigé pour respecter un format court, omet des informations d'intérêt comme la densité du maillage employé et les résultats des profils de champ de vitesses et des caractéristiques turbulentes dans la zone aérée. Plus récemment, Toro, et al. (2017) ont employé une méthodologie distincte qui consiste à simuler l'écoulement en mousse comme étant un écoulement pressurisé. De cette façon, leur simulation a été menée avec un solveur monophasique, et donc la reproduction du phénomène d'auto-aération n'a pas été possible. L'objectif de leur étude, basée sur un modèle du type DES, était en fait de résoudre la formation et développement des tourbillons dans la région non-aérée de l'écoulement, pour ainsi atteindre une meilleure compréhension de ses mécanismes.

➤ **Bilan**

On retrouve dans la littérature l'utilisation de plusieurs approches de modélisation numérique dans le but de reproduire le phénomène d'auto-aération ayant lieu dans les écoulements en mousse.

Les simulations réalisées avec l'approche VOF-RANS ont échoué à prédire l'apparition de l'entraînement d'air, car les fluctuations turbulentes du champ de vitesses ont été dissipées par le modèle, empêchant la génération des mécanismes d'aération.

D'autres approches de modélisation diphasique (résolues en RANS) comme le *Mixture Model* et des méthodes hybrides incluant un terme source d'injection d'air se montrent capables de prédire l'aération de l'écoulement. Cependant, l'obtention des résultats quantitatifs concordant avec des mesures expérimentales est encore sujette à une calibration des paramètres de simulation.

L'utilisation d'une approche de type LES (DES, VLES) est prouvée mieux adaptée pour l'obtention d'une résolution directe des tourbillons et ainsi des mécanismes d'aération apparaissant au niveau de la surface libre. On présente dans ce chapitre des résultats détaillés de la zone aérée issues des simulations conduites sous le principe de la « résolution transitoire des grandes interfaces » (représenté par le solveur hybride *vofTfmFoam*), comparés à des simulations menées avec l'approche VOF classique (sous le solveur *interFoam*).

5.2 Présentation du cas d'étude

➤ **Description**

On a sélectionné l'expérience conduite par Carosi & Chanson (2006) comme référence pour mener l'étude numérique du phénomène d'auto-aération arrivant dans l'écoulement en mousse à travers la chute en marches d'escalier. Il s'agit d'un modèle physique présentant une échelle de marches relativement large par rapport à d'autres études, et consistant en une chute totale de 1 m, répartie en dix marches de hauteur $h_s = 0,1$ m, de longueur $L_s = 0,25$ m et de profondeur de 1 m, formant ainsi une pente modérée d'angle $\theta = 21,8^\circ$. L'alimentation en eau était réalisée par une pompe à débit réglable dans un large bassin de 50 m^3 en amont de la chute, mesurant 4,8 m en

largeur, qui suit ensuite un convergent jusqu'à un canal horizontal de largeur finale de 1 m. Ce canal mesurant 0,6 m en longueur conduit enfin vers la chute en marches d'escalier.

L'instrumentation intrusive a été réalisée avec des sondes (uniques ou doubles) de conductivité le long des axes perpendiculaires à la direction du fond virtuel (Figure 62), partant du sommet extérieur des 4 dernières marches de la chute. Ceci a permis l'obtention des mesures détaillées des caractéristiques diphasiques de l'écoulement, notamment les profils de concentration d'air moyennée C et de vitesse interfaciale U_i , les fréquences de détection F_{bulle} et les dimensions des cordes des bulles dispersées ch_{bulle} , ainsi que des mesures des temps et longueur caractéristiques de la turbulence diphasique.

Les expériences de Carosi & Chanson (2006) ont été menées avec des chutes en forts débits, compris dans la gamme $1 \leq d_d/h_s \leq 1,57$, qui ont permis la reproduction d'écoulements en mousse. A l'échelle du problème, ces débits représentent des nombres de Reynolds $3,8 \times 10^5 \leq Re \leq 7,1 \times 10^5$, ce qui correspond selon Boes & Hager (2003b) à un ordre de grandeur adéquat pour minimiser les effets d'échelle. On a sélectionné pour la simulation numérique l'écoulement défini par le rapport $d_d/h_s = 1,15$, qui équivaut à un débit par unité de profondeur $q_w = 0,116 \text{ m}^2/\text{s}$ et à un nombre de Reynolds $Re = 4,6 \times 10^5$.

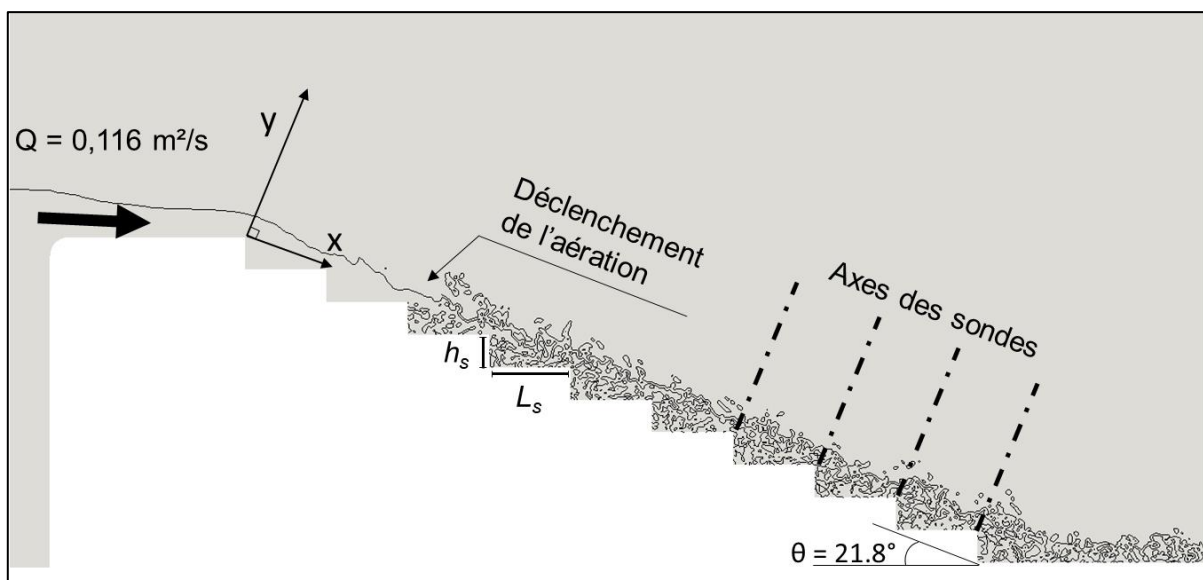


Figure 62 - Schéma général de la géométrie de l'ouvrage et l'écoulement en mousse

➤ Analyse de l'écoulement

On fait encore une fois appel au diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001) pour analyser le spectre d'échelles de l'écoulement que l'on souhaite modéliser. Le parcours de l'écoulement auto-aéré d'intérêt est ébauché par la ligne verte dans la Figure 63. A partir des mesures expérimentales fournies par Carosi & Chanson (2006), on peut estimer l'ordre de grandeur des fluctuations au niveau de la surface libre et de l'échelle de vitesse des tourbillons dans l'eau. L'écoulement lors du début de la chute est visiblement très tranquillisé et ne présente pas des grandes perturbations ni dans la forme de la surface libre, ni dans le champ de vitesses. Les ondulations de l'interface sont alors initialement déterminées par les échelles de la géométrie du domaine, qui sont ici estimées comparables à la longueur $D_x = \sqrt{h_s^2 + L_s^2}$.

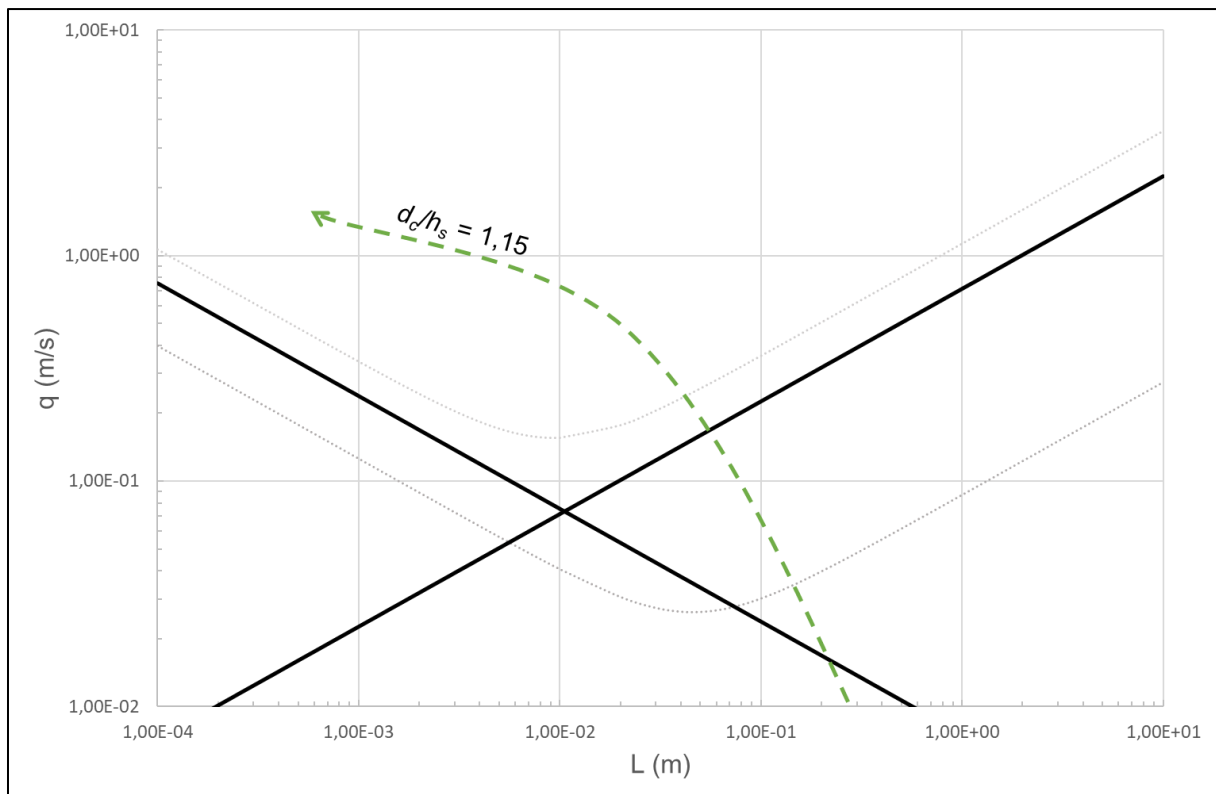


Figure 63 - Ecoulement en mousse à travers la chute en marches d'escalier

Lorsque l'écoulement évolue, les phénomènes complexes de génération de turbulence comprenant la formation des structures tourbillonnaires, amplifiée par la recirculation dans les cavités des marches, engendrent une graduelle augmentation de q , avec l'apparition des perturbations dans la surface libre de plus en plus petites, jusqu'au point de déclenchement de l'entraînement d'air. Le point final de la courbe du parcours de l'écoulement correspond aux mesures effectuées au niveau de la dernière

marche. On observe un grand nombre de bulles et gouttes à une échelle de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-3}$ m. Enfin, le niveau de turbulence interfaciale Tu , défini à partir d'une mesure de la largeur relative de la fonction de corrélation croisée du signal enregistré par les sondes de conductivité, atteint des valeurs allant jusqu'à 200 % dans la zone aérée de l'écoulement. On peut ainsi estimer de façon conservatrice une intensité turbulente d'environ 50% au niveau de la dernière marche, où la vitesse interfaciale dépasse les 3 m/s. Dans ce cas, on estime $q \sim 1,5$ m/s.

5.3 Le domaine de calcul et maillage

Dans le but de reproduire les principales caractéristiques de l'écoulement diphasique avec le modèle numérique, le domaine de calcul a été initialement conçu pour respecter intégralement les trois dimensions du modèle physique étudié par Carosi & Chanson (2006), y compris le bassin en amont de la chute, par où le débit d'eau est injecté. Evidemment, le degré de raffinement du maillage ne doit pas nécessairement être uniforme tout le long du domaine, il est même recommandé de concentrer une plus importante densité des cellules dans les zones de plus grand intérêt pour l'écoulement. Le domaine de calcul a été ainsi discrétisé avec des mailles plus grossières composant le bassin d'alimentation, et de mailles plus raffinées englobant la zone où arrive la chute (Figure 64).

Le fait que les marches d'escalier étaient elles-mêmes d'une grandeur considérable a rapidement limité l'échelle atteignable des plus petites cellules : un premier maillage conçu pour des cellules raffinées jusqu'à 1 cm (ou 10 cellules à chaque hauteur h des marches) atteignait un total de $1,44 \times 10^6$ mailles. Un degré de raffinement 50% plus élevé au niveau de marches produit un deuxième maillage avec environ 2,5 fois plus de cellules, soit un total de $3,54 \times 10^6$. Ceci représente un très grand besoin de ressources de calcul, atteignant déjà les limites de faisabilité compte tenu de l'infrastructure actuellement à disposition de notre équipe de recherche. Or, il est visible dans la Figure 63 que ce degré de raffinement reste encore loin de ce qui serait nécessaire pour résoudre directement une grande partie du spectre d'échelles diphasiques.

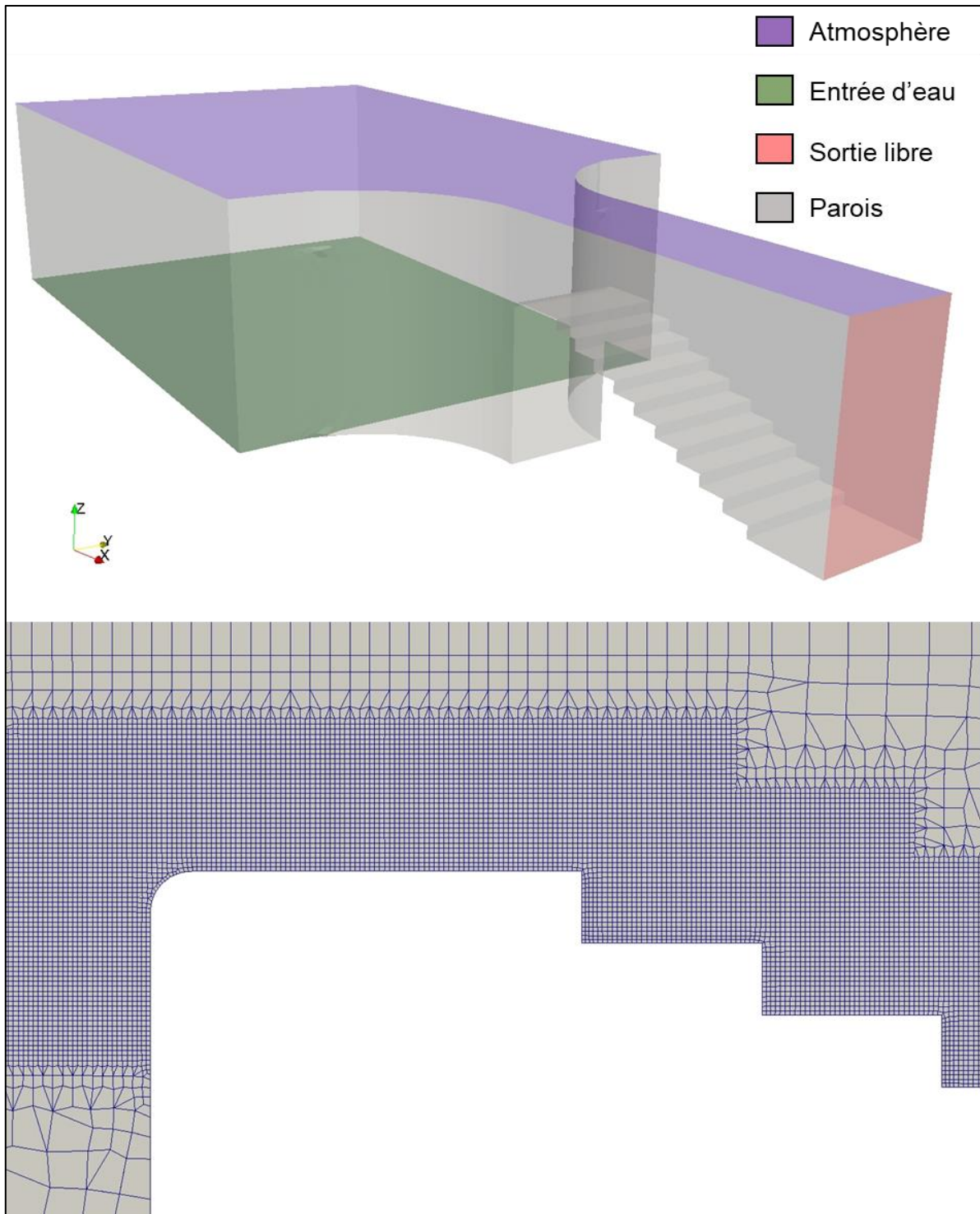


Figure 64 - Domaine de calcul numérique à l'échelle réelle dans les trois dimensions (haut) ; maillage à proximité des marches, raffiné à 6,7 mm (bas)

Un deuxième domaine de calcul a été conçu dans l'objectif d'optimiser l'effort de calcul. Profitant de l'aspect axisymétrique de la géométrie de l'ouvrage au niveau de la chute, on a réduit l'échelle de la profondeur des marches par 5, obtenant à la fin des marches de dimensions identiques à l'originale en longueur et en hauteur, mais à une profondeur de 0,2 m au lieu de 1 m.

La simple diminution d'échelle de la profondeur poserait probablement des changements significatifs dans la structure de l'écoulement, notamment à cause de la présence des parois latérales beaucoup plus étroites que dans le modèle physique. Les résultats de simulation obtenus ne seraient potentiellement pas comparables aux mesures expérimentales. La solution retenue pour contourner cette problématique est d'appliquer des conditions aux limites de type périodique aux parois latérales du nouveau domaine (Figure 65). Ces conditions aux limites sont définies en couple, et réalisent le transfert des informations calculées d'un bout à l'autre. Comme résultat, on obtient dans la direction de la profondeur des marches un domaine virtuellement infini, sans aucune influence des parois. Ceci permettrait en théorie le libre développement de l'écoulement turbulent en trois dimensions. Cette technique de modélisation est couramment employée dans des études de simulation de la turbulence dans des canaux (Kim, et al. (1987)), et a déjà été utilisée de façon réussie dans la modélisation de la zone non-aérée d'un cas d'écoulement en mousse à travers une chute en marches d'escalier par Toro, et al. (2017).

On note qu'une importante précaution à prendre lors de l'emploi des conditions aux limites périodiques est de définir le domaine avec un échelle suffisamment grande pour éviter toute interaction inter-tourbillonnaire générée par la jonction des deux extrêmes du domaine. Selon Kim, et al. (1987), le coefficient de corrélation à deux points du champ de vitesses dans le domaine est une mesure fiable indiquant l'adéquation de la taille du domaine de calcul. Ce coefficient devrait atteindre une valeur nulle dans les cas où il n'existe aucune corrélation entre les mesures des deux points. Le calcul des coefficients de corrélation à deux points des signaux des sondes de conductivité réalisé par Carosi & Chanson (2006) montre de manière consistante la diminution de leurs valeurs avec l'augmentation de la distance des points de mesure. On observe pour une distance de 4 cm que les coefficients de corrélation atteignent des valeurs proches de 0 pour la plupart des mesures. Avec cette information, on estime la largeur retenue de 20 cm de la profondeur du domaine *a priori* adéquate pour la résolution des structures turbulentes générées dans l'écoulement.

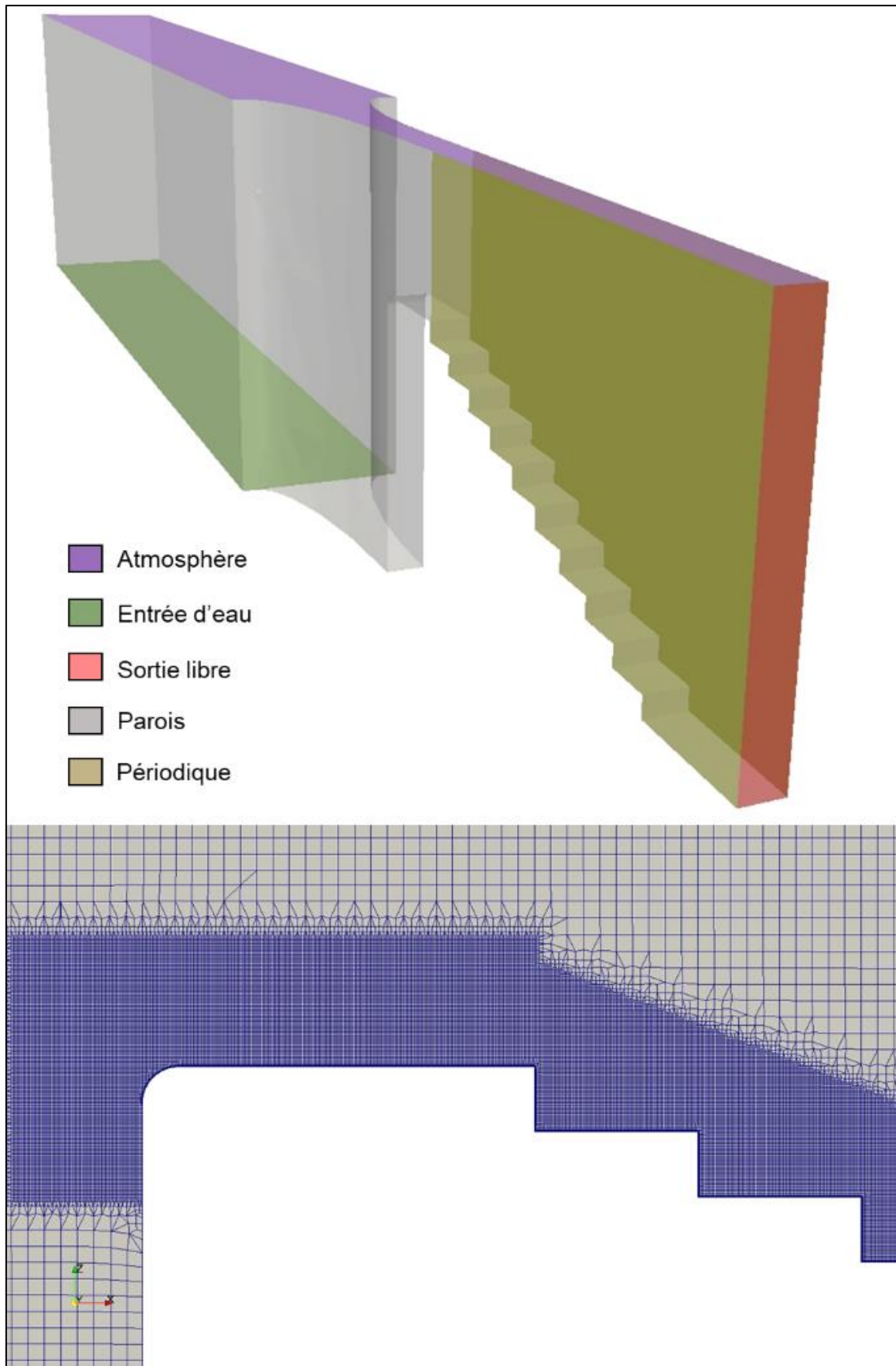


Figure 65 - Domaine de calcul numérique à l'échelle de profondeur réduite (haut) ; maillage à proximité des marches, raffiné à 3,1 mm (bas)

Une vérification *a posteriori* de la validité de ces conditions aux limites est envisageable. Cette vérification pourra se baser, par exemple, sur les nombreuses observations expérimentales du caractère tridimensionnel des recirculations au sein des cavités existantes dans la zone aérée de l'écoulement (eg. Matos (2001), Gonzalez & Chanson (2008)). Cette étape de vérification sera discutée en plus de détails dans la section 5.5.2.

La modification des limites du domaine de calcul a permis la conception d'un maillage beaucoup plus dense dans la zone à proximité des marches, comme le montre la Figure 65, sans pour autant multiplier de façon significative le nombre total de cellules. Deux maillages ont été ainsi obtenus, le premier, plus grossier, avec un raffinement des cellules atteignant les 3,8 mm (26 mailles par h_s) pour un total de $4,1 \times 10^6$ cellules, et le deuxième avec des cellules mesurant 3,1 mm (32 mailles par h_s) totalisant $6,9 \times 10^6$ cellules. On note que les cellules adjacentes aux parois des marches d'escalier ont été divisées en 5 couches, dans l'objectif d'obtenir des valeurs de y^+ appropriées dans la limite du domaine. Supposant que la vitesse de cisaillement au niveau du fond virtuel atteint une valeur similaire (dans l'ordre de 0,4 m/s) à celle observée dans le cas de Toro, et al. (2017), on obtient dans les deux maillages des valeurs de y^+ comprises entre 70 et 100.

5.4 Les simulations

Les simulations réalisées au cours de la thèse ont toutes été paramétrées pour représenter l'écoulement en mousse à un débit de $0,116 \text{ m}^2/\text{s}$, ce qui équivaut à $d_c/h_s = 1,15$. L'objectif étant d'identifier les conditions nécessaires pour reproduire non-seulement le phénomène d'auto-aération, mais également les caractéristiques de la région aérée, on a réalisé les simulations pour évaluer l'impact de plusieurs paramètres, en particulier le solveur utilisé (*interFoam* ou *vofTfmFoam*), le degré de raffinement du maillage et la modélisation de la turbulence. Pour ce dernier facteur on a sélectionné pour comparaison 4 approches distinctes : le très populaire modèle de turbulence à deux équations RANS $k-\omega$ SST de Menter (1994), ainsi que deux différentes méthodologies hybrides RANS/LES ; la DES (*Detached Eddy Simulation*) déjà évoquée dans le chapitre 2 et la SAS (*Scale-Adaptive Simulation*). Finalement, l'écoulement a également été simulé sans utilisation d'aucun modèle de turbulence.

Les deux méthodologies utilisées de modélisation hybride de la turbulence sont implémentées dans OpenFOAM® comme une extension du modèle $k-\omega$ SST. Les trois modèles peuvent être ainsi exprimés de façon générique par les équations de transports de k (81) et ω (82).

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} k) = \mathcal{P}_k + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] - (\beta^* \rho \omega k) F_{DES} \quad (81)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \bar{\mathbf{u}}) = \mathcal{P}_\omega - \beta \rho \omega^2 + \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_\omega^2}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega + Q_{SAS} \quad (82)$$

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \bar{S} F_2)} \quad (83)$$

Où a_1 , σ_k , σ_ω , β^* et β sont des constantes du modèle, \mathcal{P} est le terme de production de k et ω dans chaque équation, $0 \leq F_2 \leq 1$ est une fonction de distance de la paroi et \bar{S} est l'invariant de similitude du tenseur de taux de déformation moyen. Le terme $Q_{SAS} > 0$ n'intervient que dans la variante SAS du modèle, ainsi que $F_{DES} > 1$ dans la variante DES. En dernière instance, ces termes ne représentent, respectivement, qu'une source de ω et une intensification du terme puits de k , générant ainsi une réduction de la valeur calculée de μ_t dans l'Eq. (83) par rapport à celle qui serait obtenue par le modèle original. De cette façon, les modèles de turbulence hybrides intègrent une moindre quantité de μ_t dans l'équation de quantité de mouvement, réduisant donc la dissipation des perturbations du champ de vitesses numérique.

Finalement, on synthétise dans le Tableau 5 les simulations dont les résultats seront exploités par la suite. Par défaut, toutes les simulations en *voTfmFoam* ont été paramétrées avec une valeur de $d_{bulle} = 3$ mm. Néanmoins, des simulations supplémentaires ont été réalisées avec une valeur $d_{bulle} = 1$ mm pour évaluer l'impact de ce paramètre dans les résultats de la zone aérée (cf. section 5.5.4.5). On note que le choix de ces valeurs a été arbitraire, mais que la valeur de 3 mm semble plus en accord avec les mesures de cordes des bulles réalisées par Carosi & Chanson (2006).

Tableau 5 - Simulations réalisées

Echelle des cellules plus fines [cm]	Echelle de profondeur des marches	N° cellules	Modèles de turbulence	Solveurs
0,67 (Grossier)	1 : 1	3,5 x 10 ⁶	k- ω SST k- ω SST-SAS k- ω SST-DES Sans-modélisation	<i>interFoam</i>
0,38 (Moyen)	0,2 : 1	4,1 x 10 ⁶	k- ω SST k- ω SST-SAS k- ω SST-DES Sans-modélisation	<i>interFoam</i> <i>vofTfmFoam</i>
0,31 (Fin)	0,2 : 1	6,9 x 10 ⁶	k- ω SST-SAS k- ω SST-DES Sans-modélisation	<i>interFoam</i> <i>vofTfmFoam</i>

Dans un premier temps, les simulations ont été conduites sur une grande période, suffisante pour que l'écoulement atteigne un régime statistiquement permanent. A partir de cet état initial, les simulations ont été réalisées pendant 2,7 secondes additionnelles au minimum, pendant lesquelles le calcul de la moyenne temporelle des champs de vitesses et de fraction volumique pour tous les pas de temps a été implémenté. Ces pas de temps ont, par ailleurs, été limités à un maximum de 5×10^{-5} secondes, ce qui correspond à la fréquence d'enregistrement des sondes de conductivité de 20 kHz utilisées dans l'étude expérimentale de Carosi & Chanson (2006). Dans l'objectif d'obtenir des données analogues à celles exploitées expérimentalement, on a également placé des sondes virtuelles enregistrant la valeur locale de la fonction de fraction volumique dans le domaine de calcul numérique au cours de la simulation pour en effectuer la moyenne temporelle. Comme dans les expériences, la localisation des sondes virtuelles est au plan central normal à la direction de profondeur des marches, et le long des axes perpendiculaires aux 4 dernières marches de l'ouvrage (Figure 62), qui se retrouvent au sein de la zone aérée de l'écoulement.

Les signaux de fraction volumique enregistrés par les sondes virtuelles permettent d'obtenir des informations détaillées des caractéristiques de l'écoulement aéré, et peuvent être directement comparés aux mesures expérimentales. Plus notamment, la mesure de l'échelle du temps d'autocorrélation de la fonction de fraction

volumique et les propriétés des bulles pourront indiquer l'ordre d'exactitude obtenu à chaque simulation et la pertinence des approches de modélisation employées.

5.5 Résultats

5.5.1 Les modèles de turbulence et le déclenchement de l'auto-aération

Une première analyse des résultats des simulations rend immédiatement visible l'impact du choix du modèle de turbulence dans l'écoulement. On observe dans la Figure 66 les champs de fraction volumique instantanés à un pas de temps arbitraire, obtenu lors de l'étape de moyennage. Toutes les simulations montrées dans la Figure 66 ont été réalisées avec le même maillage grossier, et le solveur *interFoam*. Le modèle de turbulence employé est donc le seul paramètre unique à chaque simulation.

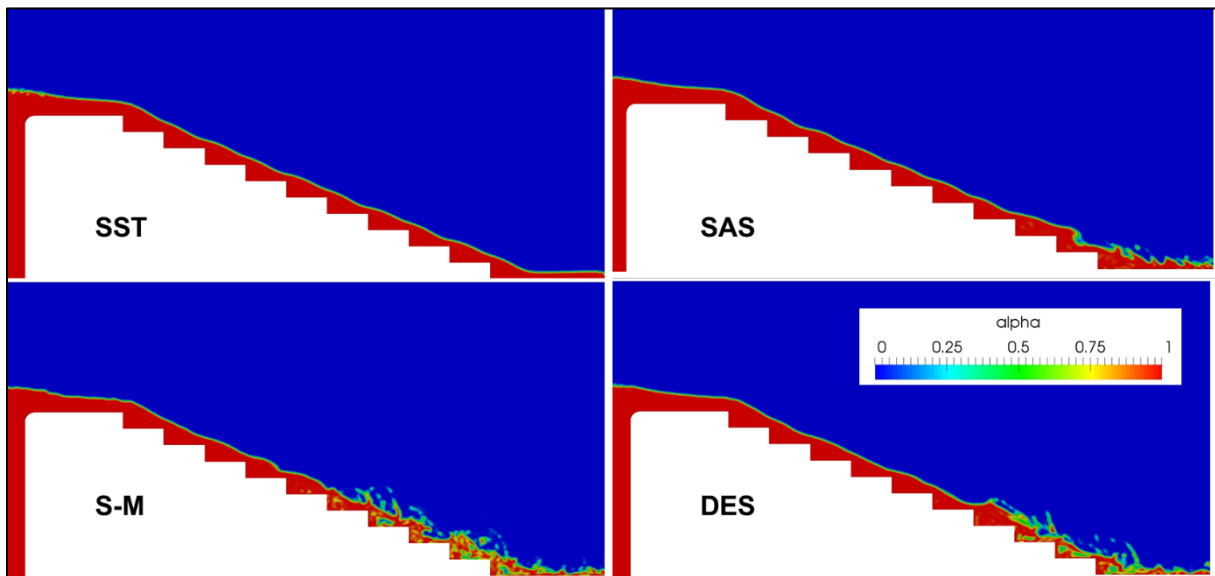


Figure 66 - Image du champ de fraction volumique instantané des simulations en *interFoam* pour chaque approche de modélisation de la turbulence employée (maillage grossier)

Comme attendu, la simulation utilisant le modèle de turbulence de type RANS $k-\omega$ SST ne détecte aucune trace du phénomène d'auto-aération. La surface libre reste temporellement statique et sans perturbations majeures, et aucun mélange entre les phases eau et air n'est perçu. D'un autre côté, les simulations employant un modèle de turbulence hybride ou encore aucune approche de modélisation ont plus de succès dans la représentation de l'auto-aération. D'un point de vue qualitatif, la simulation

sans modèle (S-M) est même celle qui se rapproche le plus de l'observation empirique du même écoulement.

On affiche dans la Figure 67 les profils de l'énergie cinétique turbulente résolue pour chaque modèle, obtenus par le calcul de la trace du tenseur de Reynolds issu directement du champ de vitesses moyennées dans le temps. Ces profils ont été extraits au niveau de la marche n°6, où se retrouve un écoulement non-aéré pour toutes les simulations en maillage grossier. Le déclenchement de l'aération est néanmoins observé plus en aval dans l'écoulement, ce qui signifie que le champ de vitesses devrait présenter de fortes instabilités au niveau de la sixième marche. En effet, la Figure 67 indique la résolution des perturbations – plus ou moins intenses – du champ de vitesses dans chacun des modèles, à part le $k-\omega$ SST, dont le profil d'énergie cinétique turbulente résolue est pratiquement nul.

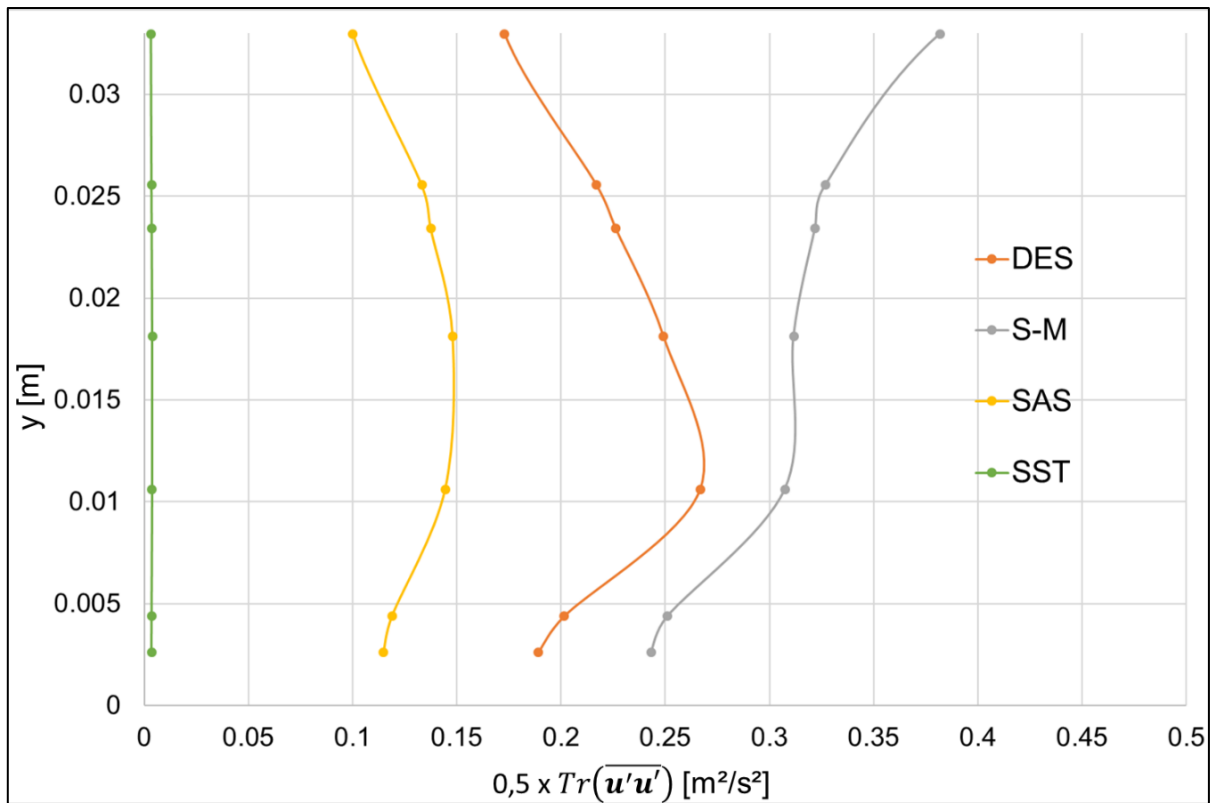


Figure 67 - Profils de l'énergie cinétique turbulente résolue obtenus avec chaque modèle de turbulence en dessous de la surface libre, à la marche n° 6 (maillage grossier)

Ce constat est en accord avec le comportement de l'écoulement vis-à-vis de la position de démarrage de l'auto-aération observée dans la Figure 66. Les simulations SAS, DES et S-M produisent aux mêmes localisations de l'écoulement des niveaux différents de perturbations turbulentes du champ de vitesses, ce qui se traduit dans le déclenchement de l'auto-aération à différents endroits. La simulation S-M, par

exemple, est celle qui présente le profil d'énergie cinétique turbulence résolu de magnitude le plus élevé, et on y observe la position de déclenchement de l'aération le plus en amont parmi les simulations. Une corrélation entre l'intensité de la turbulence et la position de démarrage de l'entraînement d'air est constaté en croisant les informations affichées dans la Figure 66 et la Figure 67, où plus l'énergie cinétique turbulente résolue est importante, plus la transition des zones non-aérées vers aérées se passe en amont.

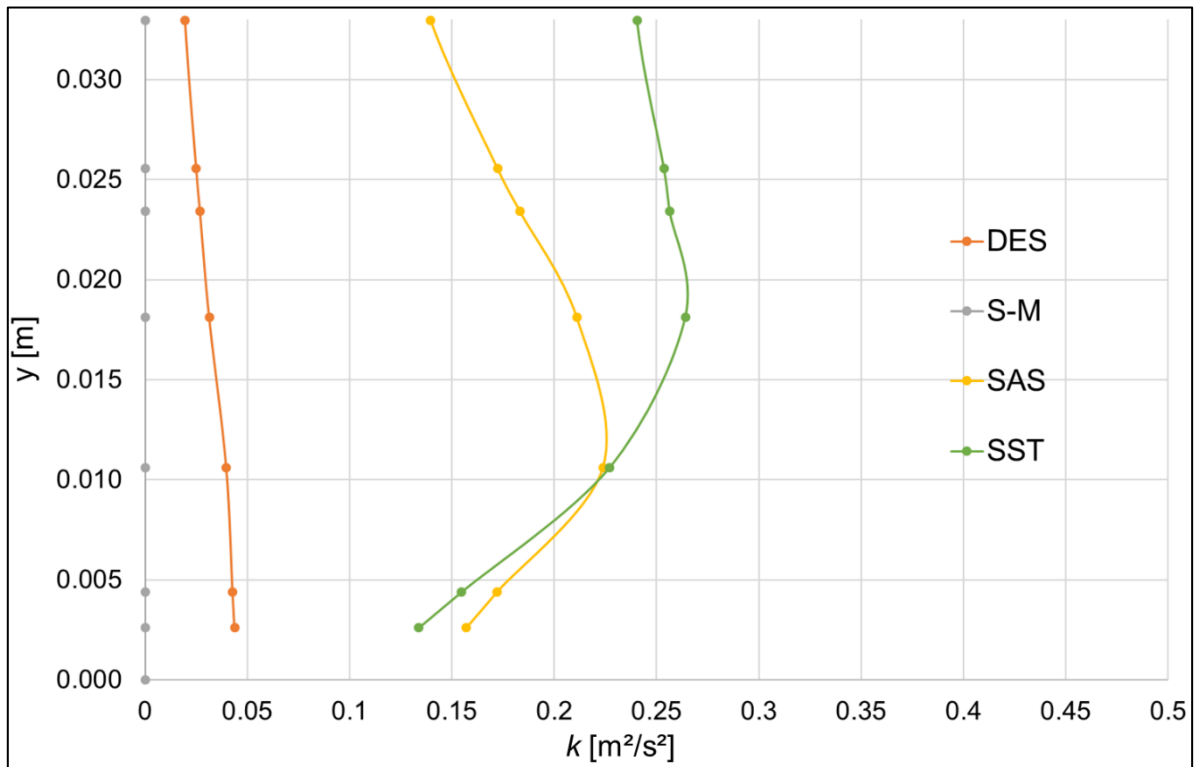


Figure 68 - Profils de l'énergie cinétique turbulente modélisée obtenus avec chaque modèle de turbulence en dessous de la surface libre, à la marche n° 6 (maillage grossier)

On présente dans la Figure 68 les profils de l'énergie cinétique turbulente modélisée k , obtenus à chaque simulation au même endroit des profils montrés dans la Figure 67. A l'inverse des observations de cette Figure 67, le modèle de type RANS est celui qui produit le plus de k , pendant que le modèle SAS et DES en produisent moins. Bien évidemment, la simulation S-M ne produit aucune valeur de k .

Tous ces résultats sont en cohérence avec toute l'analyse préalable menée jusqu'ici, notamment en ce qui concerne les aspects physiques du phénomène de l'auto-aération et le rôle des différentes approches de modélisation de la turbulence. Les simulations de type RANS calculent les champs de vitesses moyennés dans le temps ; donc toute énergie cinétique turbulente est exprimée par la variable k , et les

perturbations du champ de vitesses sont artificiellement dissipées avec une viscosité turbulente μ_t (calculée à partir de k). Inversement, lorsqu'aucun modèle de turbulence n'est utilisé, les perturbations du champ de vitesses se développent librement, subissant seulement la dissipation due à la discrétisation du domaine de calcul et à l'approximation des dérivées par des schémas numériques. Ces perturbations peuvent alors déformer la surface libre générant ainsi les mécanismes d'auto-aération. L'utilisation d'un modèle LES (ou à défaut un modèle hybride RANS/LES) vise à atteindre un meilleur équilibre dans la répartition entre la résolution et la modélisation des tourbillons au sein d'une simulation numérique. Or, cet équilibre se montre nécessaire dans ce cas d'étude puisqu'en même temps qu'on a besoin de résoudre les mouvements tourbillonnaires pour reproduire l'aération de l'écoulement, on ne peut pas se permettre de calculer tout le spectre d'échelles des tourbillons et ainsi reproduire tous les effets de dissipation d'énergie turbulente.

Ce besoin peut être mieux compris en analysant les résultats fournis par les simulations conduites avec un maillage plus raffiné. On observe dans la Figure 69 un aperçu instantané des fonctions de fraction volumique obtenues avec le maillage fin. En les comparant aux résultats affichés dans la Figure 66, il est clair que la position de déclenchement de l'auto-aération est identifiée plus en amont pour chaque simulation. Plus notamment, la simulation S-M démarque déjà la transition des zones non-aérée – aérée entre les marches n° 3 et 4 de la structure. Cette position est bien en amont de la zone de transition observée empiriquement par Carosi & Chanson (2006), qui est comprise entre la sixième et la septième marche. Ce résultat est issu d'une sous-évaluation du transfert d'énergie cinétique turbulente vers les tourbillons de plus petite échelle. En effet, le spectre d'échelles des tourbillons est tronqué par les plus fines cellules du maillage, qui ont une échelle bien plus importante que l'échelle de dissipation visqueuse. Ce phénomène n'est donc pas reproduit dans la simulation, et l'énergie des tourbillons résolus est alors surestimée, engendrant ainsi une auto-aération prématurée.

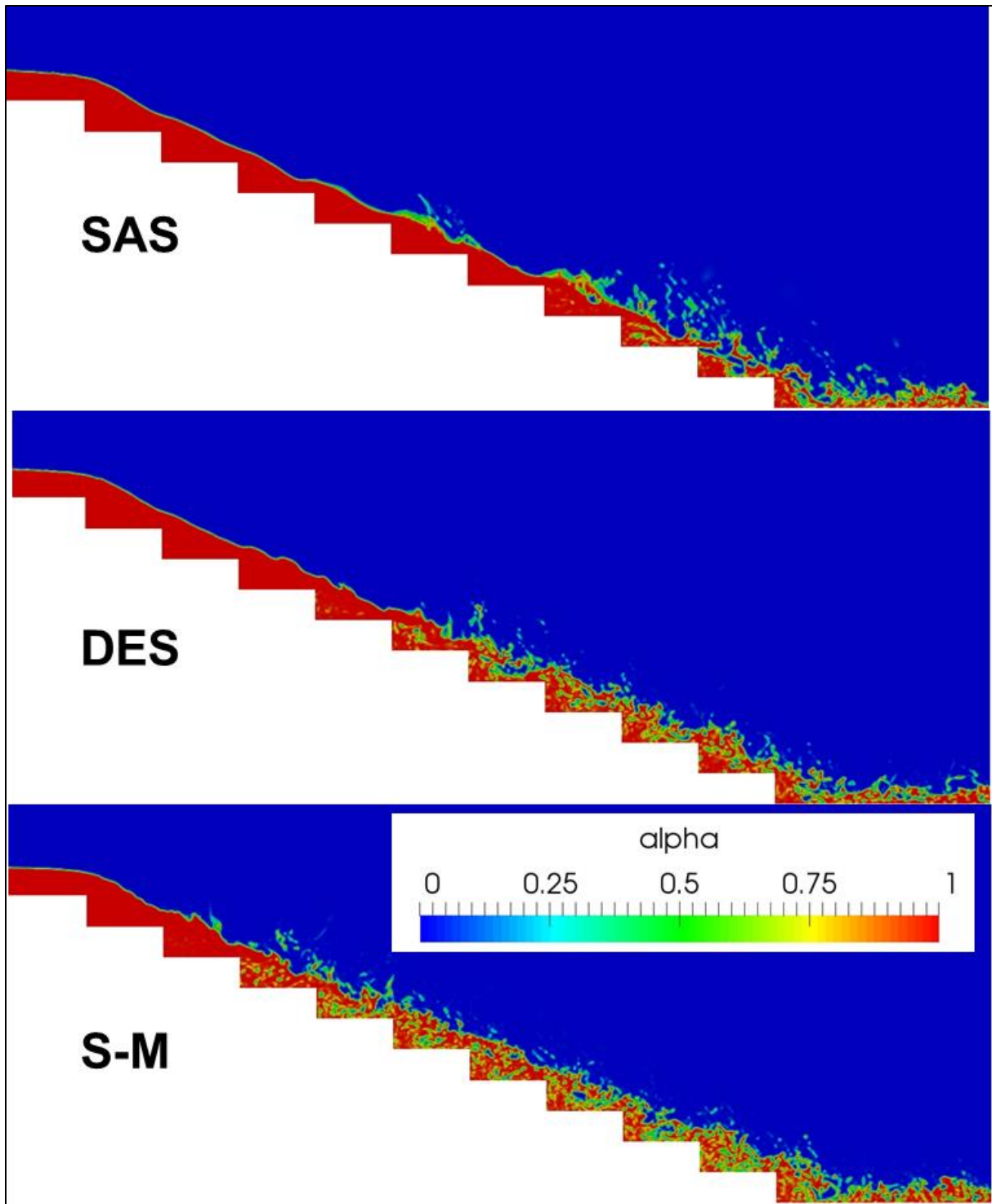


Figure 69 - Image du champ de fraction volumique instantané des simulations en interFoam pour chaque approche de modélisation de la turbulence employée (maillage fin)

Les simulations adoptant les modèles DES et SAS incluent, à leur tour, dans l'équation de quantité de mouvement un terme de viscosité turbulente μ_t , incrémentant la dissipation des perturbations du champ de vitesses. Le déclenchement de l'aération arrive ainsi plus en aval. On note néanmoins que les résultats obtenus par chaque modèle ne sont clairement pas identiques. Pendant que la DES prédit une aération

démarrant entre la cinquième et la sixième marche, la SAS le fait à peine à partir de la septième, voire la huitième.

Le modèle DES semble ainsi être le plus adapté pour la réalisation des simulations de l'écoulement en question. Comme l'objectif principal de l'étude est d'évaluer plutôt la performance du solveur *vofTfmFoam* par rapport à *interFoam* que de comparer les modèles de turbulence, les résultats analysés par la suite auront été, à défaut, obtenus avec le modèle DES.

On tient finalement à noter que, en ce qui concerne la sélection du modèle de turbulence, aucune différence majeure entre les solutions fournies par les solveurs *interFoam* et *vofTfmFoam* n'a été repérée vis-à-vis de la position du déclenchement de l'auto-aération.

5.5.2 L'aspect tridimensionnel des recirculations

Avant de présenter des résultats de calcul plus détaillés des caractéristiques des zones aérée et non-aérée de l'écoulement, il semble nécessaire de vérifier d'abord la bonne reproduction de quelques paramètres macroscopiques observés dans les études expérimentales. Plusieurs auteurs indiquent ainsi que la recirculation de l'écoulement dans les cavités sous le fond virtuel présente une forte tridimensionnalité.

En termes plus spécifiques, la tridimensionnalité des mouvements de recirculation de la cavité se traduit par l'apparition de tourbillons macroscopiques, visibles à l'œil nu, repartis le long de la profondeur des marches d'escalier. Par exemple, Gonzalez & Chanson (2008), qui utilisent le même pilote expérimental de Carosi & Chanson (2006), évoquent l'existence de « 3 ou 4 » grands tourbillons le long des cavités entre les marches (mesurant 1 m de profondeur). Cette caractéristique peut être clairement observée dans la Figure 70, qui montre les lignes de courant résultantes du calcul avec le maillage grossier. Bien entendu, cette simulation reproduit exactement la géométrie du pilote expérimental, y compris la profondeur de 1 m de chaque marche. Au-delà de la reproduction qualitative de ces tourbillons évoqués par Gonzalez & Chanson (2008), la Figure 70 montre aussi que, d'une marche à l'autre, les tourbillons sont disposés en quinconce.

Cette disposition très particulière a été récemment observé dans les études expérimentales et numériques de Lopes, et al. (2017) et Van Alwon, et al. (2017). Une conséquence directe de ce phénomène est la distribution de pression non-uniforme le

long des marches. Synthétiquement, on peut ainsi considérer que la pression sur les marches varie de manière inversement proportionnelle à la taille des tourbillons. En effet, les recirculations constituent des zones de basse pression, et les zones de forte pression sont issues de l'impact de l'écoulement principal sur les marches. Ceci est visible dans la Figure 70, par exemple, entre les marches 6 et 7 : la zone de pression maximum d'environ 1900 Pa est plus faible sous les trois principaux tourbillons que sous les espaces entre eux. Cette corrélation se répète dans les autres cavités entre les marches d'escalier.

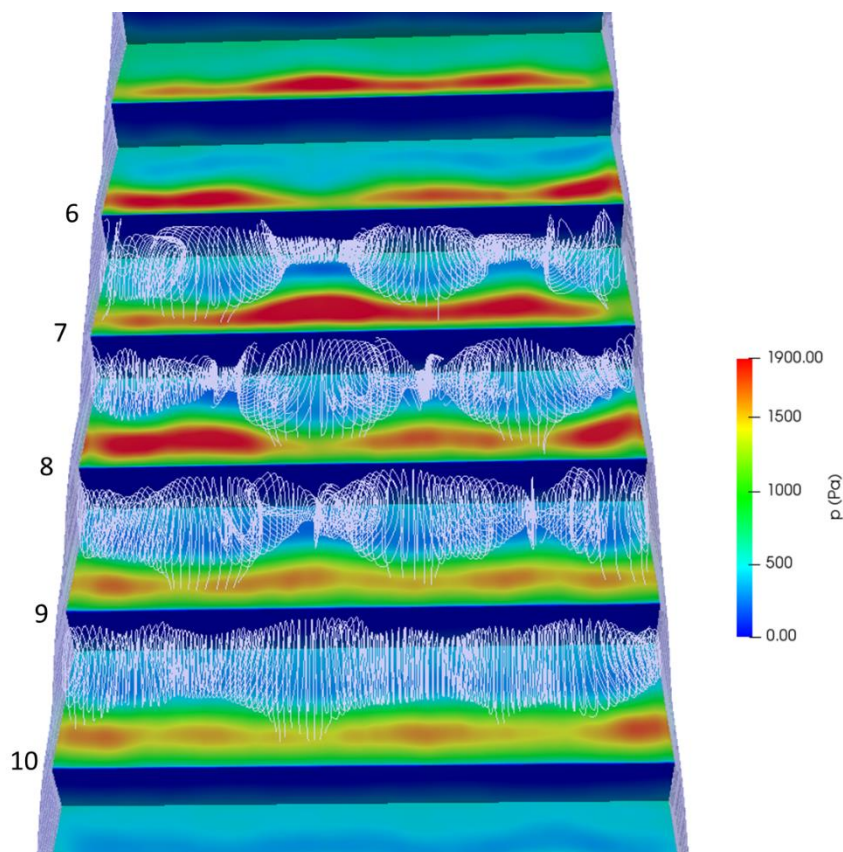


Figure 70 - Lignes de courant de l'écoulement calculé dans la zone aérée : maillage grossier

Le caractère tridimensionnel des tourbillons de recirculation des cavités est issu, selon Lopes, et al. (2017), des courants secondaires complexes, qui interagissent entre eux et sont réfléchis lors du contact avec les parois latérales. On note néanmoins que la tridimensionnalité des recirculations ne provient pas des parois latérales (Matos, et al. (1999), Van Alwon, et al. (2017)).

La Figure 71 montre les lignes de courant issues du calcul avec le maillage fin, où la dimension de la profondeur des marches a été réduite de 1 m à 0,2 m, et les conditions aux limites des parois latérales sont périodiques. Bien évidemment, le

résultat observé ici diffère de celui montré dans la Figure 70 : On y identifie la présence de seulement un tourbillon macroscopique dans la recirculation des cavités, au lieu de « 3 ou 4 » comme dans la simulation avec le maillage grossier. Pour autant, cela ne signifie pas que le caractère tridimensionnel de la recirculation est annulé. Les lignes de courant de la Figure 71, ainsi que la distribution de pression non-constante le long des marches, mettent en évidence que les structures tourbillonnaires générées dans les cavités possèdent une dimension finie dans la direction transversale à l'écoulement principal. Ce constat est particulièrement visible, par exemple, dans la cavité entre les marches 7 et 8, où deux « demi-tourbillons » sont séparés par un creux le long du plan longitudinal au centre de la marche, et entre les marches 9 et 10, où le tourbillon est plutôt centré mais diminue en taille à proximité des extrémités du domaine.

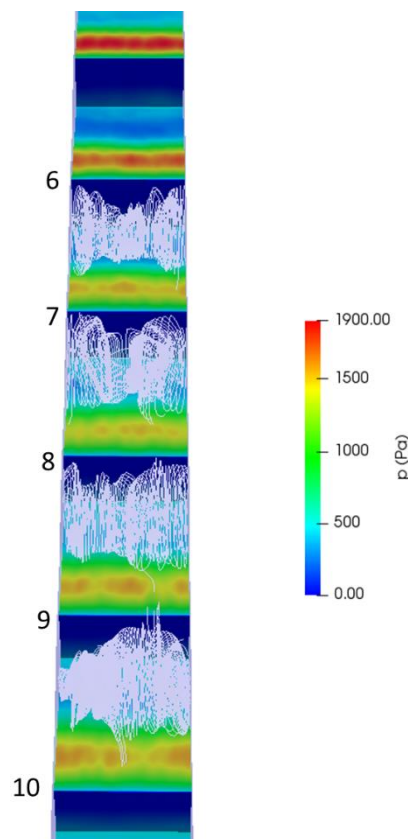


Figure 71 - Lignes de courant de l'écoulement calculé dans la zone aérée : maillage fin

A titre de comparaison, Lopes, et al. (2017) ont réalisé des expériences d'écoulement en mousse sur des marches d'escalier de géométrie similaire à celle étudiée dans cette thèse. Deux dimensions de profondeur des marches ont été analysées, la première mesurant 0,5 m et la deuxième 0,3 m. Alors que dans le premier on observe les recirculations tridimensionnelles, dans le deuxième, la plus faible

échelle de profondeur a supprimé cette caractéristique, et les tourbillons générés dans les cavités étaient majoritairement bidimensionnels.

De façon similaire, Gonzalez & Chanson (2008) ont démontré que l'installation de vanes couvrant les cavités le long des marches a annulé la tridimensionnalité des recirculations. D'après Gonzalez & Chanson (2008), ceci engendrerait un échange de quantité de mouvement plus important entre l'écoulement principal et les recirculations, ce qui expliquerait la plus grande perte de charge des écoulements en mousse en présence des vanes. Par ailleurs, l'intensité turbulente dans la zone aérée semble aussi impactée lorsque les recirculations deviennent bidimensionnelles, avec une augmentation relative de 40%.

Enfin, les résultats présentés dans la Figure 71 semblent confirmer le potentiel des conditions aux limites périodiques de reproduire l'apparition des courants secondaires dans le sens transversal à l'écoulement, maintenant ainsi le caractère tridimensionnel des recirculations des cavités. Cependant, la réduction de la profondeur du domaine engendre inévitablement la non-apparition de multiples recirculations au sein d'une même cavité, ce qui pourrait contribuer à d'éventuelles disparités entre les résultats numériques et expérimentaux.

5.5.3 Zone non-aérée

Les expériences conduites par Carosi & Chanson (2006) ont été menées dans l'objectif de caractériser la zone aérée de l'écoulement en mousse, et peu d'informations sur la zone non-aérée ont été présentées. Néanmoins, les informations rendues disponibles par les simulations dans cette zone méritent d'être analysées. Une comparaison qualitative avec des résultats empiriques rapportés par d'autres auteurs est aussi possible, malgré l'utilisation de différentes géométries des ouvrages.

Le profil de vitesses parallèles au fond virtuel moyennées dans le temps U est généralement présenté dans la zone non-aérée de l'écoulement comme une approximation d'une loi de puissances telle que l'Eq. (84).

$$\frac{U}{U_{max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} \quad (84)$$

Où δ est l'épaisseur de la couche limite apparente (également calculée par rapport au fond virtuel), dont la limite supérieure est définie comme la position où

$U = 0,99 U_{max}$, qui représente à son tour la vitesse maximale du profil, et y est la distance perpendiculaire au fond virtuel. L'exposant n est alors ajusté en fonction des mesures expérimentales. Une importante variabilité sur la valeur de n est notée dans les différentes études expérimentales publiées dans la littérature. Par exemple, les mesures effectuées par Amador, et al. (2009) dans un modèle physique à forte pente $\theta = 51,3^\circ$ indiquent une meilleure approximation du profil de vitesses avec $n = 3,0$. En parallèle, Zhang & Chanson (2016) retrouvent indépendamment un profil de vitesses respectant la valeur $n = 4,5$ pour une géométrie très similaire, de pente légèrement plus faible. La source de cette différence n'est pas évidente, et pourrait être liée à un grand nombre de facteurs, comme la taille des marches du modèle physique ($h_s = 10$ cm dans Zhang & Chanson (2016), contre $h_s = 5$ cm dans Amador, et al. (2009)), ainsi qu'à la quantité de données analysées et les conditions d'écoulement dans lesquelles elles ont été enregistrées (l'expérience de Zhang & Chanson (2016) comprenait plusieurs débits, pendant que Amador, et al. (2009) analysaient les données relatives à un seul débit).

L'étude de Meireles & Matos (2009) a été réalisée dans une structure de pente plus faible, à $\theta = 26,6^\circ$, ce qui s'approche de la pente du modèle physique de Carosi & Chanson (2006). Une valeur globale pour $n = 5,1$ a été retrouvée, pour une plage de données comprenant plusieurs débits et localisations de mesures. Une fois que les profils mesurés sont analysés séparément, on obtient une importante variabilité de la valeur de l'exposant, répandant $4,4 \leq n \leq 6,3$.

On observe dans la Figure 72 le profil des vitesses moyennées au sein de la couche limite dans le sens de l'écoulement calculé par les simulations au niveau de la troisième marche. Il est visible que l'impact du raffinement du maillage et du solveur utilisé sont négligeables dans la pratique. La loi de puissance s'ajuste au mieux, pour les données de $y/\delta > 0,04$ de toutes les simulations confondues, pour un exposant $n = 6$ ($r^2 = 0,886$), ce qui correspond à la gamme des valeurs retrouvées par Meireles & Matos (2009).

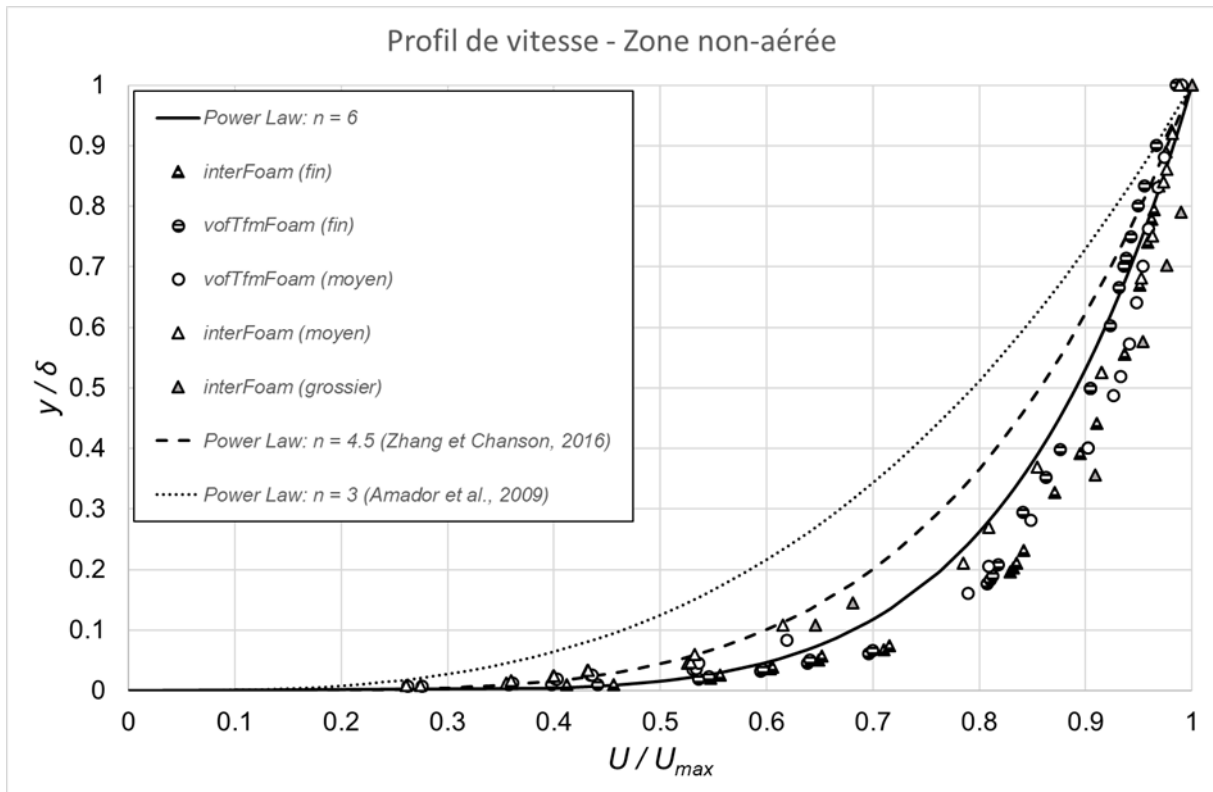


Figure 72 - Profils normalisés des vitesses U dans la couche limite au niveau du bord de la troisième marche. Toutes les simulations emploient le modèle DES.

La vérification des statistiques turbulentes résolues dans le champ de vitesses est aussi de grand intérêt dans l'évaluation de la pertinence des méthodes de calcul numérique. En effet, ce sont les fluctuations temporelles du champ de vitesses sous la surface libre au sein de la zone non-aérée qui constituent les principaux facteurs d'induction des déformations de l'interface, engendrant ainsi les mécanismes d'auto-aération.

Des mesures expérimentales des profils d'intensités turbulentes dans les directions parallèle ($Ti_x = (\overline{u'^2})^{1/2}/U_{max}$) et normale ($Ti_y = (\overline{v'^2})^{1/2}/U_{max}$) au fond virtuel, ainsi que de l'effort de cisaillement turbulent ($\tau_t = \overline{u'v'}/U_{max}^2$) ont été enregistrées par Amador (2005) lors d'un écoulement en mousse à travers une structure en marches d'escalier avec une pente $\theta = 45^\circ$. La zone non-aérée du modèle physique étudié par Amador (2005) a déjà été simulée par Toro, et al. (2017), qui ont utilisé un solveur monophasique et un modèle de turbulence du type DES. Dans leur travail, les mesures des statistiques turbulentes obtenues avec le modèle numérique étaient très proches de celles observées expérimentalement. Ici, on se sert des mesures de Amador (2005) comme référence pour la comparaison avec nos résultats numériques. Malgré les importantes différences entre les géométries des modèles de

Amador (2005) et Carosi & Chanson (2006), les nombres de Reynolds des écoulements étudiés sont comparables. En plus, la distance parallèle au fond virtuel parcourue entre le début de la chute et la position de mesure est $x_L = 59,4$ cm pour le cas de Amador (2005). Pour mieux respecter cette distance, on a extrait les profils des simulations numériques au niveau du bord de la troisième marche, correspondant à une distance parcourue de chute $x_L = 53,9$ cm.

On observe ainsi dans la Figure 73, la Figure 74 et la Figure 75 les profils des statistiques turbulentes calculées dans les modèles numériques en confrontation avec les mesures réalisées par Amador (2005) le long de l'axe y normalisé par le tirant d'eau d .

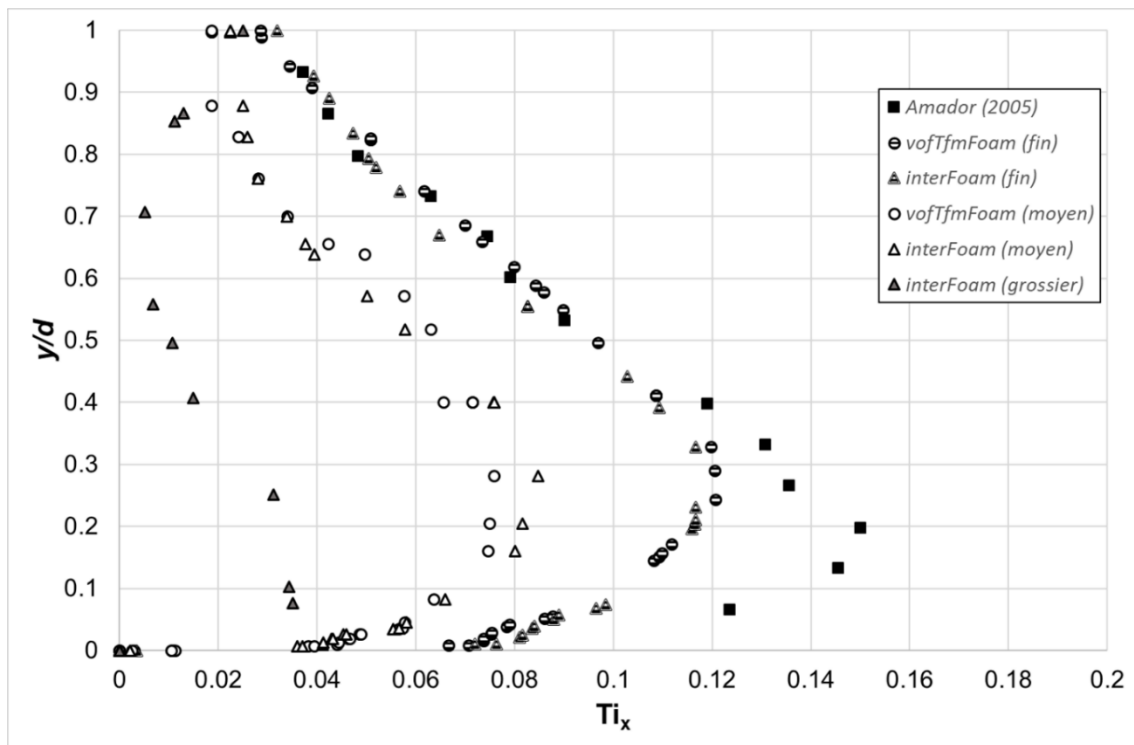


Figure 73 - Intensité turbulente dans le sens de l'écoulement (simulations DES)

On note que, de manière générale, les profils de statistiques turbulentes des simulations suivent assez bien l'allure des courbes mesurées expérimentalement, atteignant une valeur maximale non loin du fond virtuel et suivie par une décroissance vers la surface libre. L'impact du degré de raffinement du maillage dans la magnitude des valeurs calculées est évident dans les figures, indiquant que plus les cellules sont raffinées, plus la courbe prédite par le modèle numérique devient similaire au résultat expérimental.

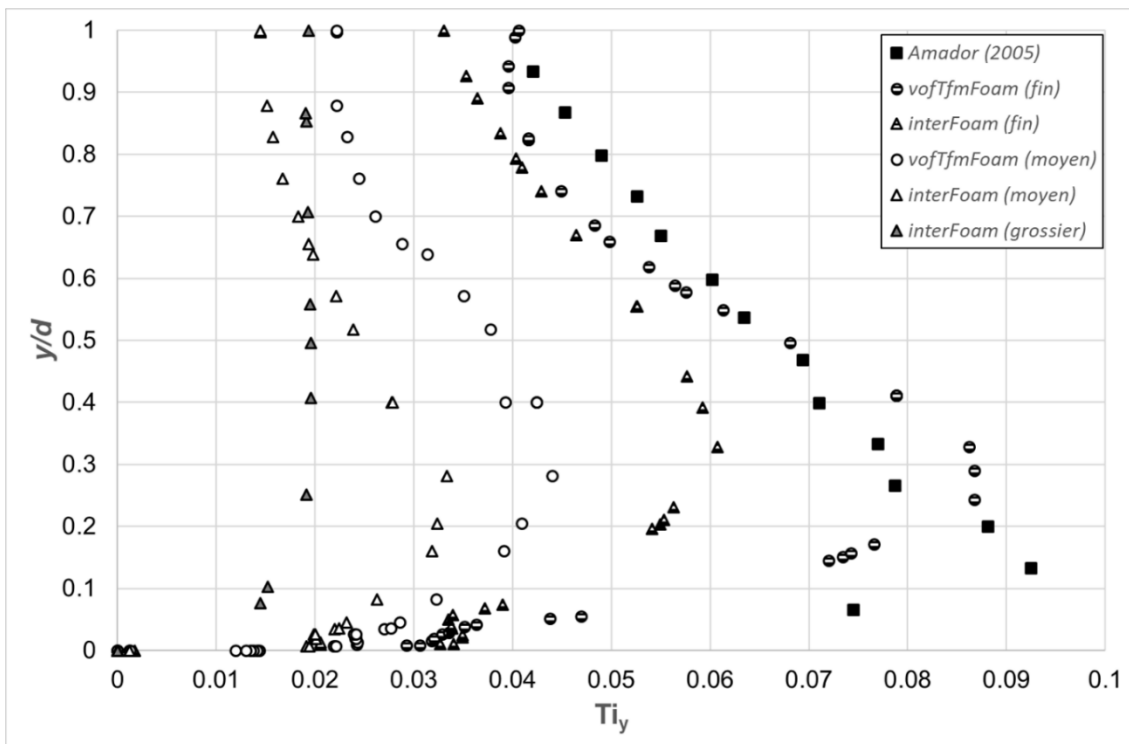


Figure 74 - Intensité turbulente dans la direction perpendiculaire au fond virtuel (simulations DES)

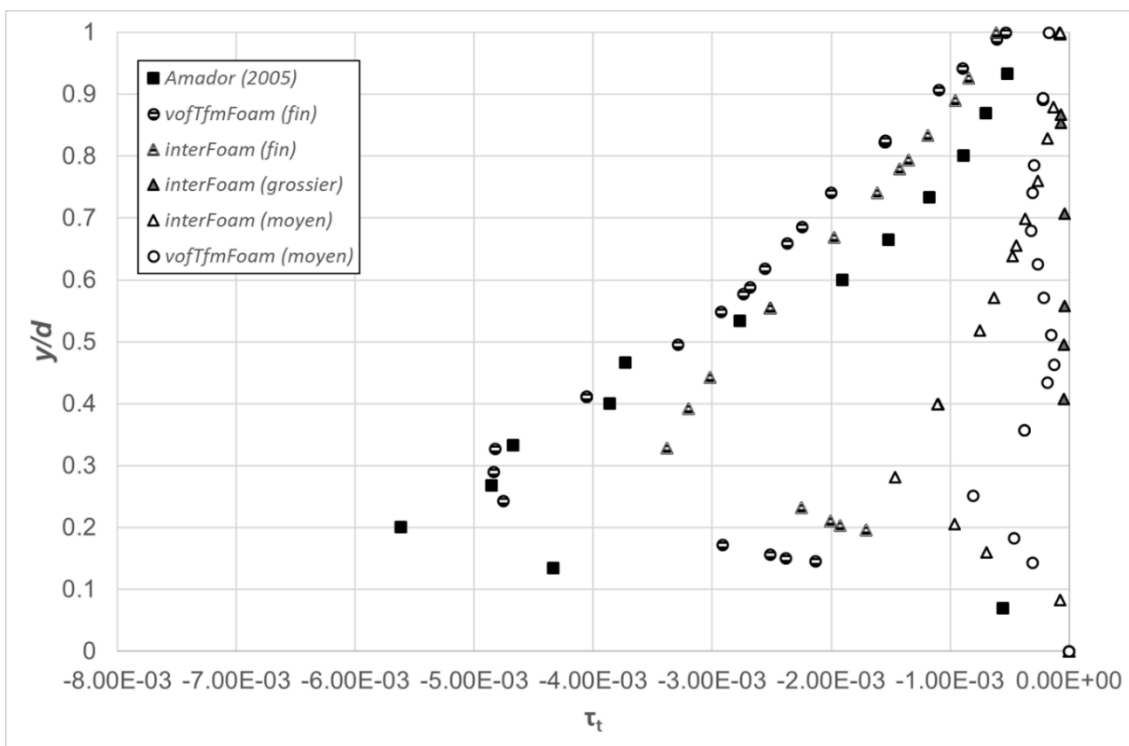


Figure 75 - Effort de cisaillement provoqué par les fluctuations du champ de vitesses (simulations DES)

En ce qui concerne l'impact dû au solveur utilisé, on observe que les profils des statistiques turbulentes obtenus avec *interFoam* atteignent en général des valeurs maximales de magnitude inférieure à celles calculées par le solveur *vofTfmFoam*.

Cette différence vient d'une plus importante production de k par le modèle de turbulence dans *interFoam*, qui est probablement issue de sa surestimation au niveau de la surface libre. Cette problématique apparaissant dans la simulation des écoulements ségrégués est bien connue dans la littérature (Frederix, et al. (2018)), et on suppose que dans ce cas-ci la formulation du solveur *interFoam* à partir de l'approche VOF (où le système diphasique est représenté dans un seul champ de vitesses) rend ce phénomène plus prononcé qu'en utilisant l'approche hybride VOF-TFM. Néanmoins, ce fait présente une importance mineure pour les objectifs de cette étude, n'impactant ni les caractéristiques macroscopiques de l'écoulement dans la zone non-aérée (largeur du tirant d'eau d et de la couche limite δ), ni la position du déclenchement de l'auto-aération (celle-ci est plus impactée par le degré de raffinement du maillage et par le modèle de turbulence). Dans ce sens, on peut affirmer que les deux solveurs sont, du point de vue des résultats obtenus, équivalents dans le calcul d'un écoulement en régime ségrégué.

➤ Transition vers la zone aérée

On observe dans la Figure 76 les caractéristiques instationnaires de l'écoulement, où sont visibles les champs de vitesses instantané à un pas de temps arbitraire et moyenné dans le temps au niveau de la position de démarrage de l'auto-aération. Les différences entre les champs sont visibles : pendant que les vecteurs des vitesses moyennes au niveau des bords des marches sont sensiblement parallèles au fond virtuel, les vecteurs instantanés présentent des directions plus variées, en particulier à proximité du fond. Ce fait indique l'existence d'un mouvement de rabattement des vecteurs vitesse, qui, selon Toro, et al. (2017) est issu du passage intermittent des structures tourbillonnaires de magnitude positive et négative créés au sein de la recirculation dans les cavités des marches. On note également une possible influence du fait que l'écoulement principal vient impacter la partie horizontale des marches, générant ainsi une réflexion des vecteurs vitesse à cet endroit. Cette caractéristique de l'écoulement n'est pas existante dans le cas étudié par Toro, et al. (2017), une fois que la recirculation occupe entièrement la zone de la cavité, car la structure présente une pente beaucoup plus importante.

Enfin, on constate une forte déformation de la surface libre (ici représentée par le contour à la valeur constante et égale à 0,5 de la fonction de fraction volumique) au niveau de la position de déclenchement de l'auto-aération, dans l'image relative au

champ de vitesses instantané. Ceci confirme le potentiel du modèle numérique de calculer directement certains mécanismes générant le mélange diphasique, comme l'éjection des gouttes d'eau dans l'air et le piégeage des bulles d'air à partir du renfermement des ondulations de surface.

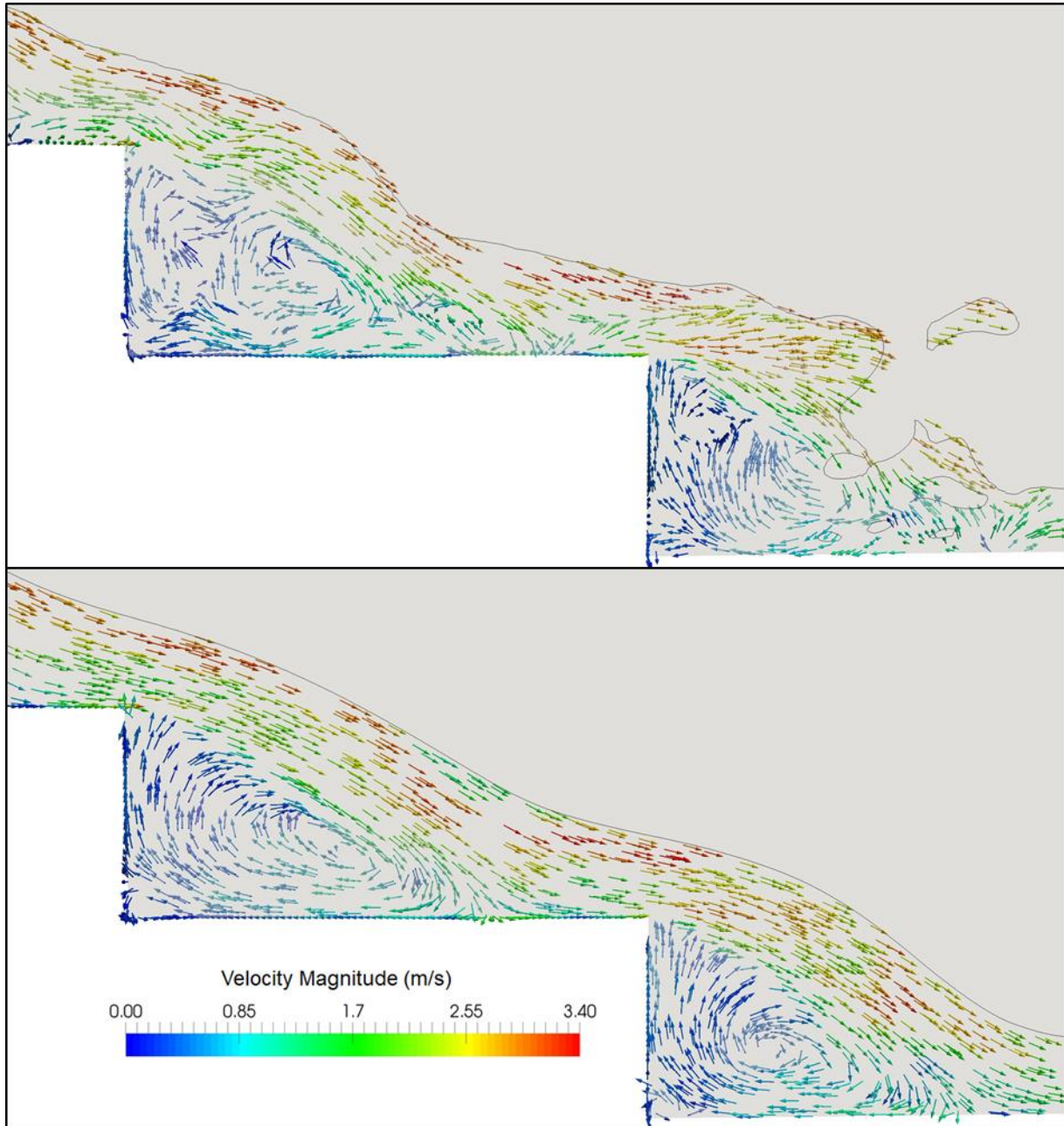


Figure 76 – Champs de vitesses instantanées (en haut) et moyennées dans le temps (en bas), avec les contours à $\alpha = 0.5$ de la fonction de fraction volumique au niveau de la transition des zones non-aérée et aérée. Maillage fin, solveur vofTfmFoam

Il est aussi intéressant de vérifier, d'un point de vue plus quantitatif, les résultats des simulations réalisées par rapport à la localisation du point de déclenchement de l'auto-aération, ici noté x_D . La Figure 77 montre les prévisions de chaque simulation

quant au point de déclenchement de l'auto-aération, comparées aux courbes d'interpolation issues des observations empiriques de Chanson (1994) et Carosi & Chanson (2006). L'abscisse est exprimée en terme du nombre de Froude suivant les macro-rugosités des marches $Fr_* = q_w / \sqrt{(g \sin \theta k_s^3)}$, où $k_s = h_s \cos \theta$.

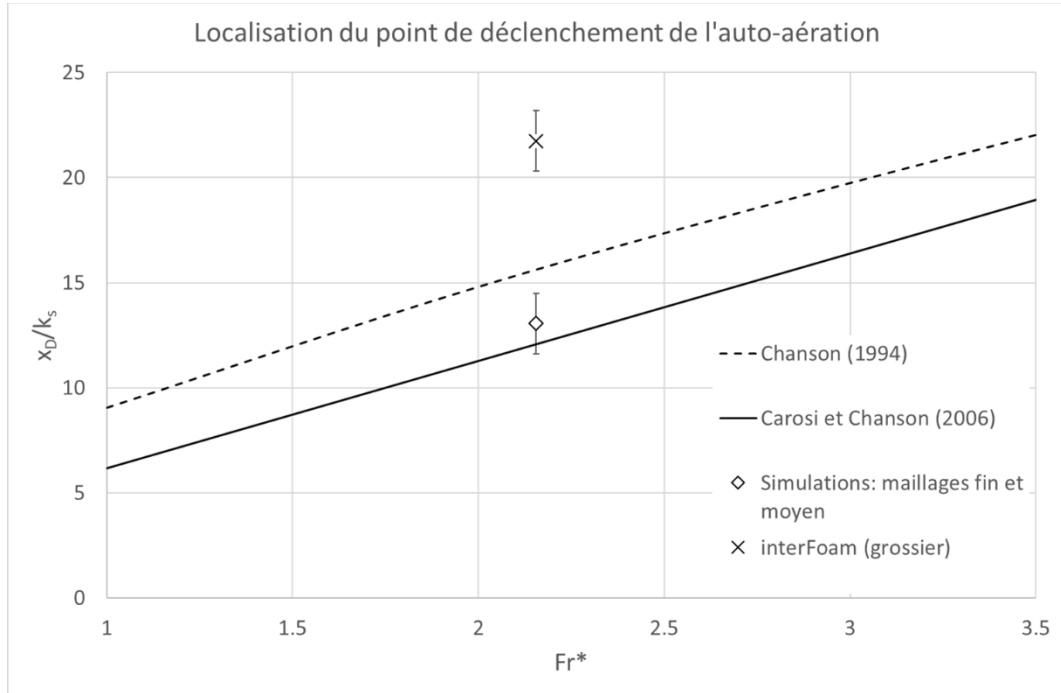


Figure 77 – Position du point de déclenchement de l'auto-aération

Les barres d'erreur affichées dans la Figure 77 correspondent à la distance entre deux bords de marches. L'ensemble des simulations menées avec les maillages moyen et fin prévoit le déclenchement de l'auto-aération entre les marches 5 et 6, ce qui est très proche des résultats de Carosi & Chanson (2006), approximés par la relation de l'Eq. (85). En revanche, la simulation réalisée avec le maillage grossier surestime la distance x_D , et prédit le démarrage de l'écoulement aéré à partir de la marche 7.

$$\frac{x_D}{k_s} = 1.05 + 5.11Fr^* \quad (85)$$

$$\frac{x_D}{k_s} = 9.8 (\sin \theta)^{0.080} (Fr^*)^{0.71} \quad (86)$$

L'Eq. (86) proposée par Chanson (1994) est valable pour des angles de chute $27^\circ < \theta < 52^\circ$, mais constitue aussi une bonne estimation pour le cas étudié dans cette thèse.

Le tirant d'eau au niveau du point de déclenchement de l'auto-aération d_D est aussi une variable d'intérêt. La courbe d'interpolation des mesures expérimentales proposée par Chanson (1994) est donnée dans l'Eq. (87).

$$\frac{d_D}{k_s} = \frac{0.40}{(\sin\theta)^{0.04}} (Fr^*)^{0.64} \quad (87)$$

La Figure 78 montre les résultats des simulations comparés à cette relation empirique. De manière générale, les résultats de simulation sont très proches de l'Eq. (87), en particulier celles réalisées avec les maillages fin et grossier.

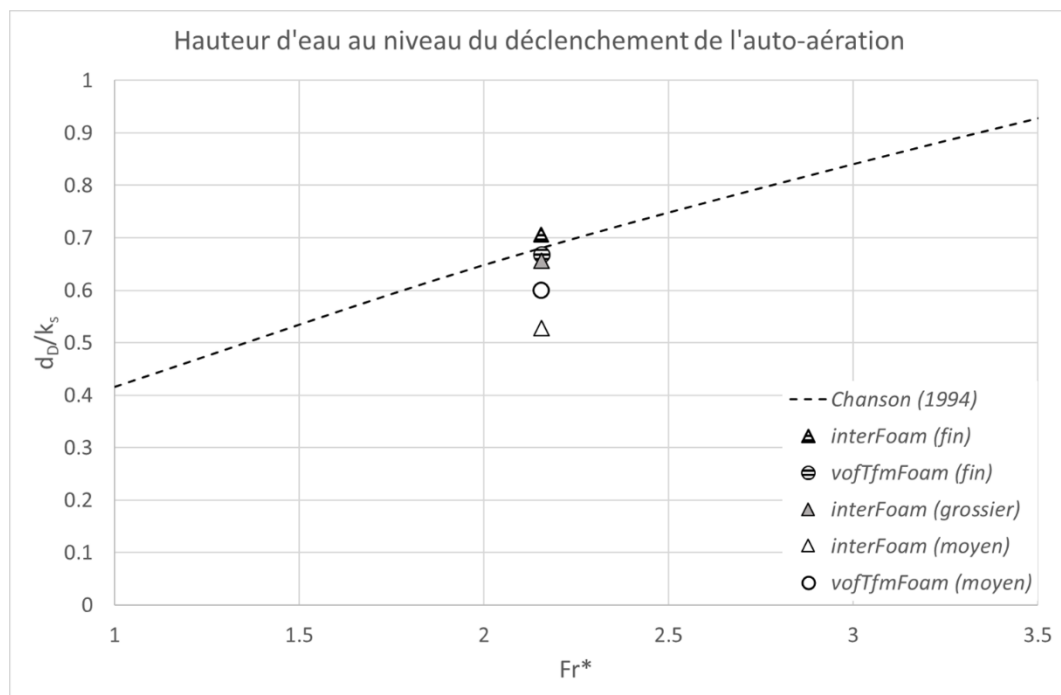


Figure 78 – Tirant d'eau au niveau de la position du déclenchement de l'auto-aération

5.5.4 Zone aérée

5.5.4.1 Caractéristiques intégrales

La mesure du tirant d'eau équivalent d_w dans la zone aérée de l'écoulement définie par l'Eq. (88) et la profondeur caractéristique Y_{90} (distance perpendiculaire au fond virtuel où la concentration d'air $C = 90\%$) ont été calculées à chaque bord des 4 marches plus en aval de la structure. Ces variables sont importantes dans la caractérisation générale de zone aérée, et sont utilisées dans le calcul de la concentration d'air moyenne C_{mean} de l'écoulement diphasique (Eq. (89)).

$$d_w = \int_{C=0}^{C=0.9} (1 - C) * dy \quad (88)$$

$$C_{mean} = 1 - \frac{d_w}{Y_{90}} \quad (89)$$

Les valeurs issues des simulations sont alors confrontées dans la Figure 79 aux résultats expérimentaux obtenus par Carosi & Chanson (2006), ainsi qu'aux relations empiriques proposées par Boes & Hager (2003a) (Eqs. (90) et (91)).

$$\frac{d_w}{h_s} = 0.23Fr_*^{0.65} \quad (90)$$

$$\frac{Y_{90}}{h_s} = 0.5Fr_*^{(0.1 \tan \theta + 0.5)} \quad (91)$$

Les résultats numériques de d_w et Y_{90} présentent une bonne concordance globale avec les données expérimentales (des barres d'erreur de 15 % sont indiquées) et avec les relations empiriques. Bien que les résultats de simulation varient en fonction du maillage et du modèle sélectionnés, aucune amélioration notable n'est perçue dans le choix d'une configuration particulière, car la précision de chaque simulation varie également selon les différentes marches. D'autre part, les valeurs numériques prédites de C_{mean} sont moins cohérentes avec les données expérimentales. Ceci est dû à une amplitude importante dans la variation de ces mesures le long des marches, alors que les résultats numériques présentent une évolution plus uniforme. Néanmoins, les simulations semblent, de manière générale, fournir des valeurs de C_{mean} plus proches de l'expérimental que la relation empirique.

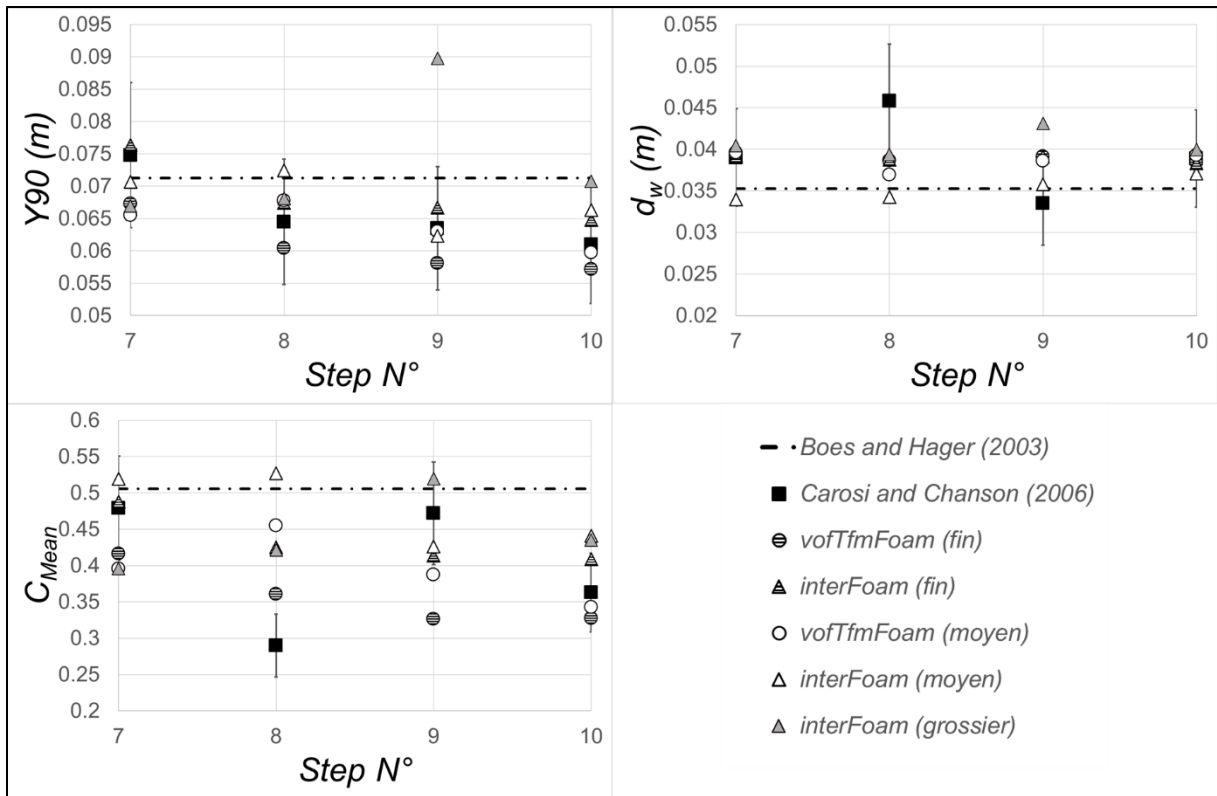


Figure 79 - Caractéristiques intégrées de l'écoulement biphasique sur les bords des marches dans la zone aérée

5.5.4.2 Résolution des interfaces

Afin d'évaluer la résolution de la région aérée dans les simulations numériques, les caractéristiques interfaciales air-eau calculées doivent être comparées aux données expérimentales. Sur l'analyse expérimentale, la vitesse interfaciale moyenne $U_I = d_x/T_t$ au niveau du bord de la dernière marche est définie comme la raison entre le décalage T_t pour lequel l'analyse de corrélation croisée des signaux de deux sondes de conductivité est maximale et la distance d_x entre eux dans le sens du courant (Crowe, et al. (2012)). En suivant l'étude expérimentale, on a placé les sondes virtuelles avec un décalage de $d_x = 7$ mm. Les profils obtenus dans les expériences ont été ajustés au mieux (pour toutes les valeurs de débit) par une loi de puissance d'exposant $n = 1/10$ telle que l'Eq. (84), mais cette fois ci avec la distance y depuis le fond virtuel normalisée par Y_{90} , et U_I normalisé par U_{90} , correspondant à la valeur de la vitesse au niveau de Y_{90} . Dans les points de mesure au-dessus de Y_{90} , la vitesse interfaciale moyenne est demeurée constante. Dans la Figure 80, ce résultat est comparé aux profils de vitesse interfaciale moyenne obtenus avec les simulations numériques, qui

sont calculés à partir des signaux bruts de la fonction de fraction de phase, capturés avec des sondes virtuelles.

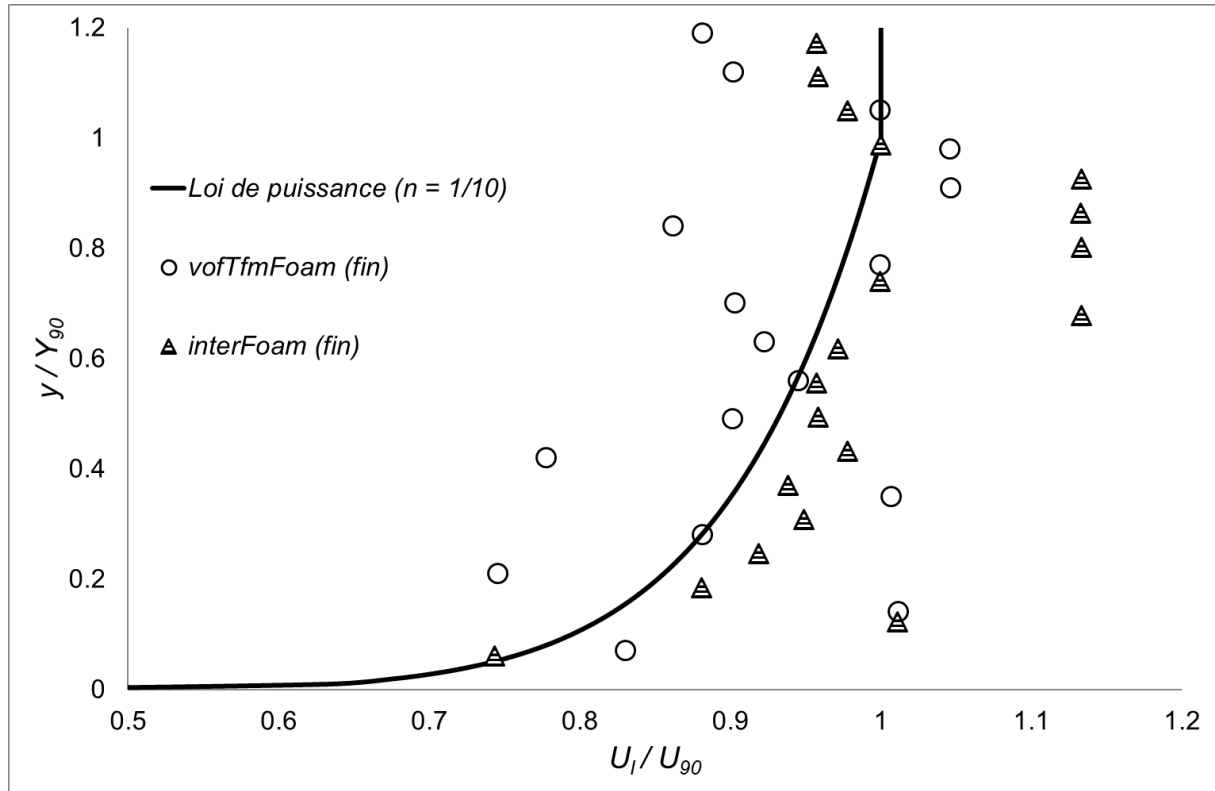


Figure 80 - Profils de vitesse interfaciale moyenne au bord de la dixième marche (maillage fin)

Alors que le profil de vitesse interfaciale calculé par *interFoam* suit de plus près la tendance des données expérimentales, les résultats du solveur *voTfmFoam* sont beaucoup plus dispersés, même si la tendance générale est également observée. L'écart entre les détails de résolution des deux phases fournis par les différents modèles est confirmé par l'analyse des profils de l'échelle du temps d'autocorrélation de l'interface T_{xx} (à partir des mêmes signaux bruts de la fonction de fraction de phase), définis dans l'équation (92) et visibles dans la Figure 81.

$$T_{xx} = \int_0^{\tau_{max}: R_{xx}(\tau_{max})=0} R_{xx}(\tau) d\tau \quad (92)$$

Où $R_{xx}(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation du signal, et τ est le décalage temporel du signal.

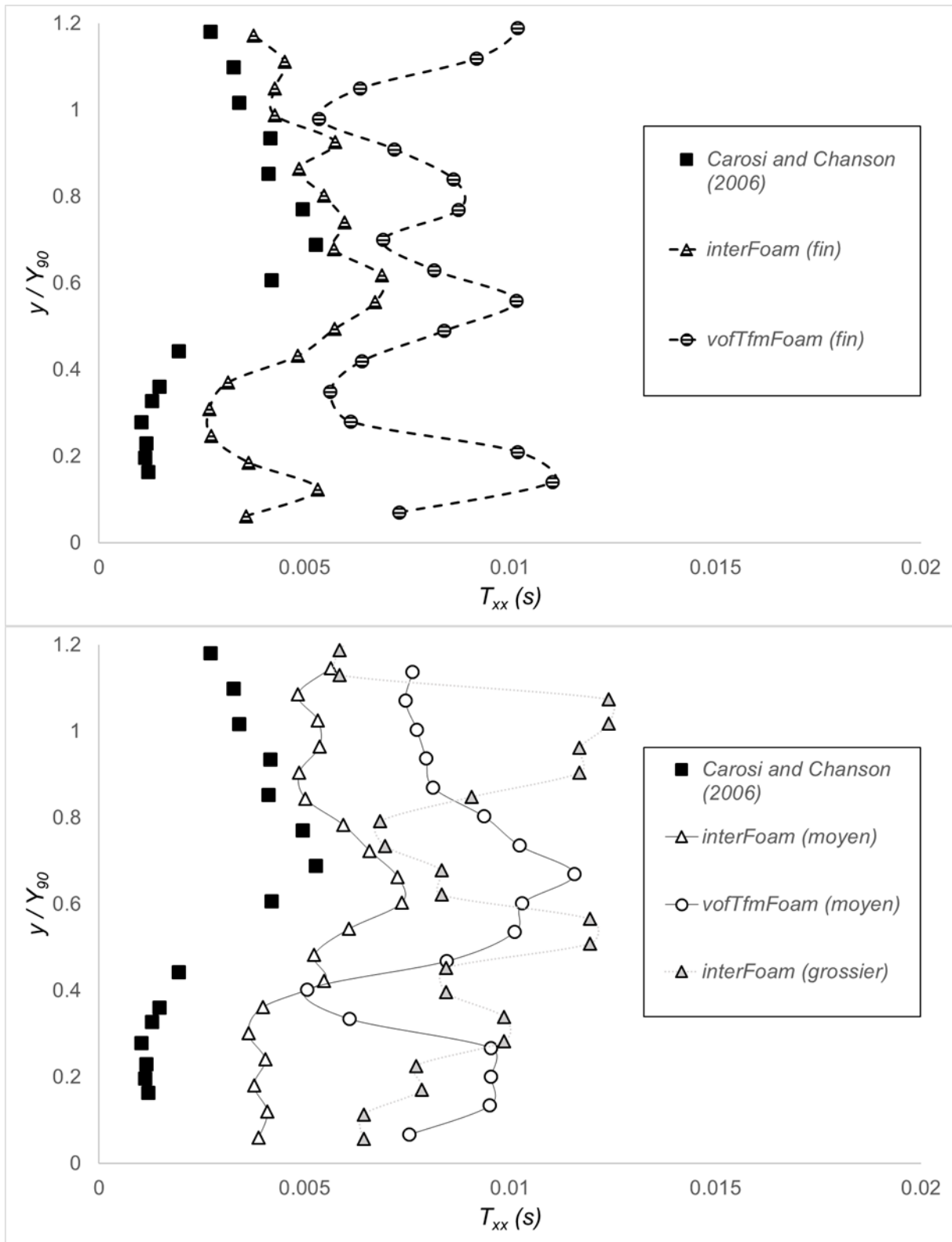


Figure 81 - Profils de T_{xx} au bord de la dixième marche ; maillage fin en haut ; les autres maillages en bas

Physiquement, comme soutenu dans Carosi & Chanson (2006), T_{xx} caractérise l'échelle temporelle des structures diphasiques dans le sens de l'écoulement et des tourbillons qui transportent les interfaces. Ainsi, l'obtention de la reproduction des

profils T_{xx} mesurés dans les simulations numériques indique que le modèle est capable de résoudre les structures à grande échelle des interactions air-eau. Il est visible sur la Figure 81 que, pour un même maillage, les profils T_{xx} sont représentés beaucoup plus précisément sur les simulations *interFoam* que sur celles menées avec *vofTfmFoam*. Le profil T_{xx} obtenu avec le maillage grossier par *interFoam* est d'ailleurs comparable à celui calculé avec le maillage moyen par *vofTfmFoam*. Cet écart s'explique par le fait que la transition entre les approches VOF et TFM n'a pas fonctionné comme prévu lors de la conception du modèle hybride. Idéalement, la solution devrait se comporter comme le modèle VOF jusqu'à ce que la limite autorisée par le raffinement du maillage pour résoudre les interfaces soit atteinte, et ne passer au modèle TFM seulement lorsque l'échelle des bulles et gouttes devient inférieure à la capacité de résolution du maillage. Ce n'est clairement pas ce qui se passe dans la Figure 82, où il est visible que les structures diphasiques résolues par *interFoam* présentent une échelle beaucoup plus petite que celles du *vofTfmFoam*. Cela signifie donc que ce dernier ne profite pas pleinement du potentiel de résolution de l'interface d'un maillage plus fin, ce qui explique pourquoi les profils T_{xx} n'atteignent pas le même résultat. On pourrait imaginer que le simple fait de réduire la valeur seuil de transition de régimes (fixée à 40% du gradient maximum de α ; voir chapitre 3) pourrait contribuer à résoudre ce problème en limitant davantage la diffusion de la fonction de fraction volumique. Cependant, cet ajustement augmenterait également le risque d'ajouter un flux de compression interfaciale artificiel dans les régions en régime dispersé où le mode TFM devrait fonctionner, reproduisant ainsi l'un des inconvénients de la méthode VOF. En fait, le choix d'une valeur seuil unique pour l'ensemble du domaine semble insuffisant pour régir la transition d'une approche à une autre. Une méthode de transition plus efficace devrait probablement prendre en compte d'autres variables de champ telles que le gradient de vitesse et les champs de contraintes turbulentes, afin de respecter les mécanismes d'écoulement locaux favorisant la dispersion des phases (atomisation et rupture des bulles). En effet, Lakehal (2018) a récemment proposé un modèle de « vitesse d'interface » $\mathbf{u}_{modele}^H = f(We, Re, \tilde{\mathcal{S}}, \dots)$ correspondant à la fragmentation de la surface libre à partir du dépassement des efforts déstabilisants en relation à la tension de surface. L'expression du modèle a été dérivée à partir de la comparaison entre les solutions de deux maillages différents, présentant des niveaux de détails distincts en termes de résolution des structures diphasiques. De cette manière, le modèle cherche à inclure dans la simulation de maillage grossier ce qui a

été effectivement résolu dans le maillage plus fin. Une relation pour la transition entre les régimes cohérente avec le solveur *voTfmFoam* pourrait ainsi, dans le futur, être développée dans cet esprit.

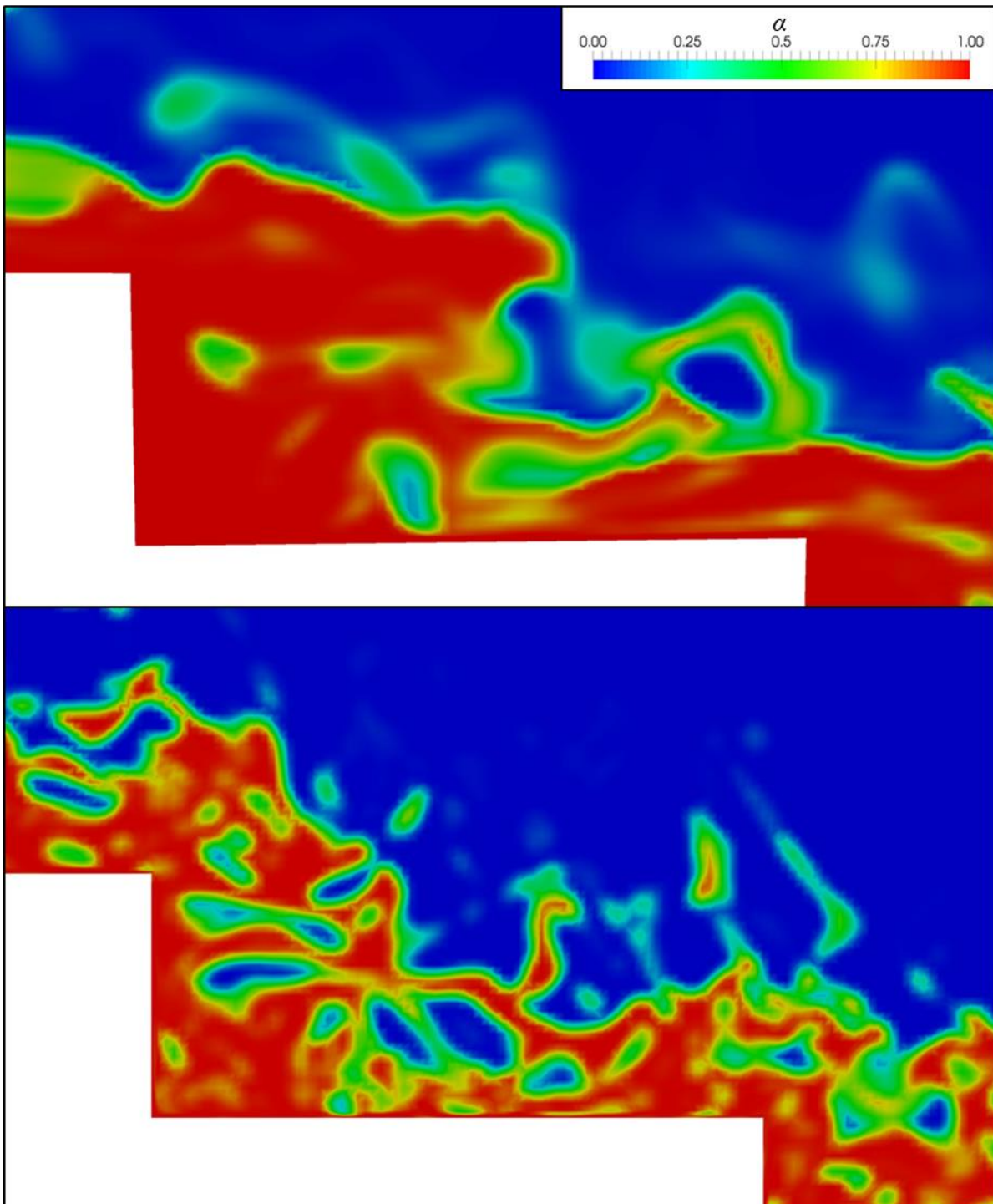


Figure 82 - Détail d'une fraction de phase instantanée calculée par le solveur *voTfmFoam* (haut) et *interFoam* (bas)

➤ Intensité turbulente interfaciale

Pour compléter l'analyse, on s'intéresse à l'intensité turbulente interfaciale Tu définie dans l'Eq. (93), qui constitue une mesure des fluctuations de vitesse interfaciale. Celles-ci sont dérivées de la largeur relative des fonctions d'autocorrélation et de corrélation croisée des signaux des sondes de conductivité (Chanson & Toombes (2002)). Le même traitement des signaux issus des sondes virtuelles peut donc être réalisé à titre de comparaison.

$$Tu = 0.85 \frac{\sqrt{\tau_{0.5}^2 - T_{0.5}^2}}{T_t} = \frac{\sqrt{u_I'^2}}{U_I} \tag{93}$$

Où $\tau_{0.5}$ est le décalage temporel pour lequel la corrélation croisée entre les signaux de deux sondes vaut 0,5, $T_{0.5}$ est le décalage temporel pour lequel la fonction d'autocorrélation vaut 0,5, et u_I' est la fluctuation de vitesse interfaciale. De cette manière, l'Eq. (93) indique que la différence relative entre les largeurs des fonctions d'autocorrélation et de corrélation croisée est proportionnelle aux fluctuations de vitesse interfaciale, qui sont liées à la déformation des interfaces (Zhang & Chanson (2018)).

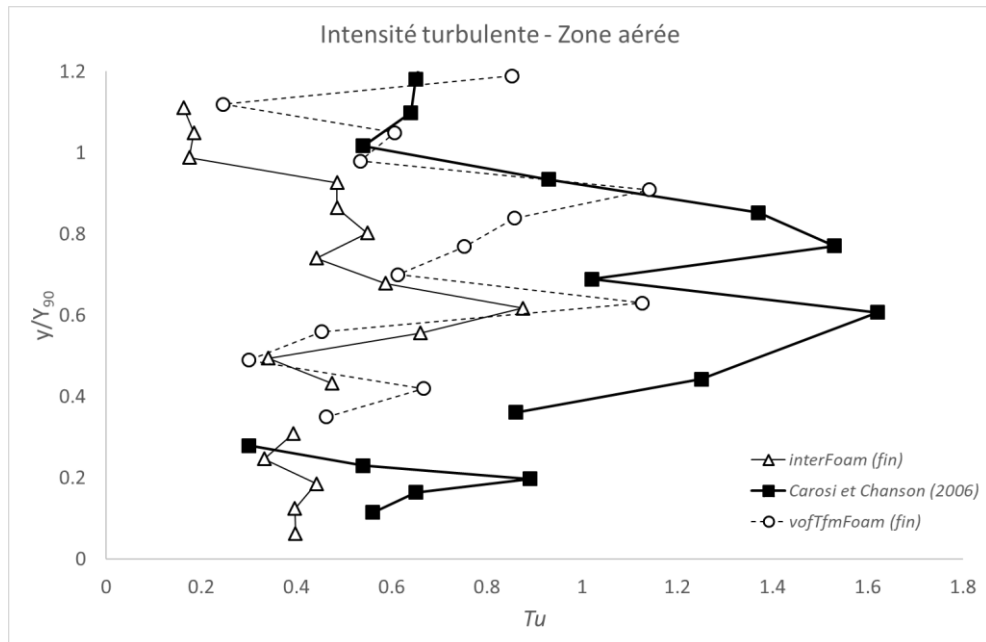


Figure 83 - Intensité turbulente interfaciale le long du bord de la marche 10

La Figure 83 montre ainsi les résultats obtenus avec les deux solveurs diphasiques comparés aux mesures expérimentales de Carosi & Chanson (2006). On

observe que les profils de Tu issus de la modélisation numérique présentent la même allure que les données expérimentales, avec une valeur maximale atteinte à environ $y/Y_{90} = 0,7$. Les simulations prédisent néanmoins une intensité turbulente interfaciale inférieure à celle constatée dans les expériences, ce qui vient probablement du fait que le présent maillage n'est pas suffisamment raffiné pour résoudre tout le spectre d'échelles des interfaces. Ainsi, toutes les déformations des interfaces induites par la turbulence (y compris la rupture des gouttes et bulles) d'échelle inférieure aux cellules de calcul ne sont pas prises en compte. De cette façon, comme les simulations résolvent directement un nombre assez limité d'interfaces en comparaison à ce qui est observé expérimentalement (cf. section 5.5.4.3), les mécanismes de modification de la turbulence par les particules – contribuant à l'augmentation de l'intensité turbulente - ne sont pas entièrement résolus. La quantification de l'impact de ces différents aspects est actuellement difficile à estimer et dépasse la portée de cette thèse, mais serait de grand intérêt pour le développement continu de l'approche de modélisation diphasique TFM. Enfin, il est intéressant de noter que l'intensité turbulente interfaciale calculée avec le solveur *vofTfmFoam* est de manière générale supérieure à celle du solveur *interFoam*. Ceci s'expliquerait par la transition d'approches de calcul diphasique conçue pour le modèle hybride. Comme les particules dispersées sont plus facilement déformables à cause de l'activation et la désactivation de la compression d'interface, la valeur de Tu est artificiellement gonflée. Il est peu probable qu'il y ait une différence significative entre les fluctuations de vitesses calculées par les deux solveurs.

5.5.4.3 Caractéristiques des éléments dispersés

Une autre approche pour l'évaluation de la qualité de la résolution de la zone aérée est d'estimer le nombre et la taille des éléments dispersés calculés au sein des simulations. Comme les solveurs *vofTfmFoam* et *interFoam* n'emploient aucun algorithme de reconstruction d'interface, la comptabilisation des interfaces ne peut pas être directement effectuée. On a donc ici dérivé une technique de traitement des signaux bruts de la fonction α captés par les sondes virtuelles au niveau des bords des marches permettant d'identifier les interfaces passant à travers les sondes. Celle-ci consiste à l'application d'un filtre à seuil unique (inspiré de la technique « single threshold » de Toombes (2002)), où seules les structures diphasiques le dépassant sont considérées comme des particules dispersées.

On illustre dans la Figure 84 le principe de fonctionnement du traitement réalisé. Le signal brut de la fonction de fraction volumique α_{air} est représenté dans la Figure 84-a. On observe que le passage de gouttes d'eau produit une réduction de la valeur de α_{air} sous la forme de pics d'amplitude variée le long de l'axe temporel, avant de rapidement remonter à l'unité. Cependant, une représentation idéale du signal de α_{air} consisterait en de vraies discontinuités d'amplitude constante et égale à 1, dont l'intervalle correspondrait au temps de passage de la particule à travers la sonde. Le rôle du traitement du signal employé est donc de convertir le signal brut obtenu dans le calcul en un signal idéal correspondant, comme démontré dans la Figure 84-b. La raison pour laquelle le signal brut ne constitue pas un signal idéal vient évidemment de la diffusion numérique à laquelle est soumise la fraction volumique.

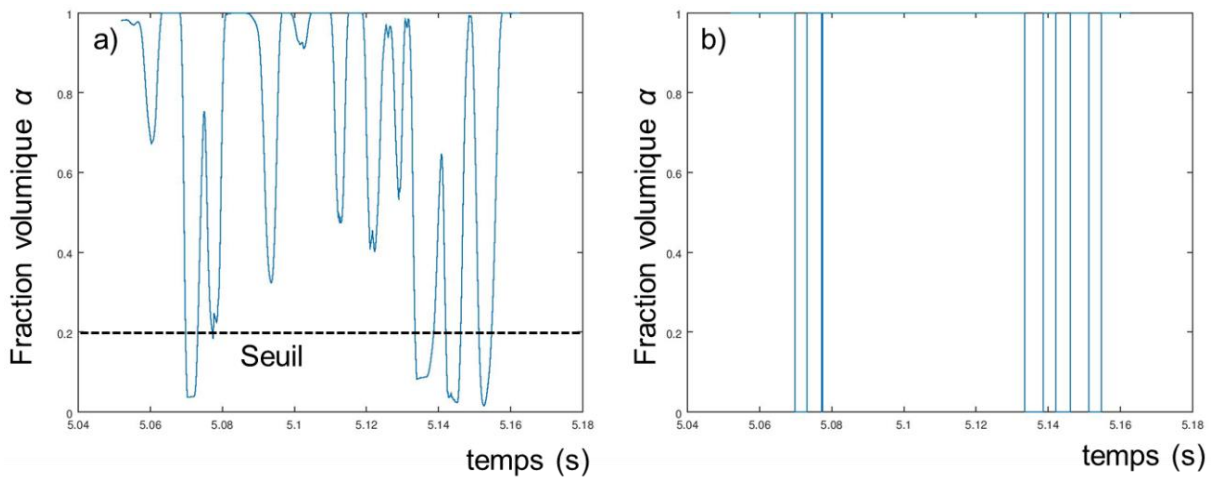


Figure 84 – (a) Signal brut de α enregistré ; (b) signal après traitement

Comme le but de cette analyse est d'identifier uniquement les éléments dispersés bien résolus par le modèle, on adopte une valeur seuil à la hauteur de $\alpha_{air} = 0,8$, ici considérée suffisante pour distinguer les bulles et gouttes bien formées dans le modèle numérique des structures trop petites pour être bien identifiées par le maillage. Bien entendu, le traitement mené ne vise pas à fournir une mesure absolue des caractéristiques des éléments dispersés résolus dans les modèles (puisque les résultats sont bien sûr variables en fonction de la valeur seuil choisie de α_{air}), mais plutôt une estimation de ces caractéristiques que l'on pourrait utiliser dans l'établissement d'une comparaison entre les différentes approches de simulation, prenant comme point de référence les mesures expérimentales.

On montre ainsi dans la Figure 85 les profils de la fréquence F (Hz) d'observation des éléments dispersés obtenus pour chaque simulation après le traitement à seuil

unique, confrontés au profil mesuré expérimentalement. On constate immédiatement que les fréquences résultantes des modèles numériques sont largement dépassées par la mesure expérimentale, et donc que le maillage le plus fin utilisé dans cette étude n'est pas suffisamment raffiné pour détecter individuellement les particules de plus petite échelle.

Un autre constat d'intérêt est le fait que les simulations en *interFoam* détectent une fréquence maximale plus importante que celles en *voTfmFoam* pour des maillages similaires. Cette observation est en accord avec la discussion menée précédemment, établissant une corrélation entre la quantité de détails résolus par les modèles numériques et les profils de T_{xx} . Il est aussi notable que les profils de fréquence calculés sont beaucoup plus écartés des mesures que les profils de T_{xx} , qui sont représentatifs de l'advection des grandes structures diphasiques. Ce fait indique effectivement que les éléments dispersés tronqués par les simulations sont ceux de plus petite échelle, qui apparaissent en plus grand nombre dans le modèle physique.

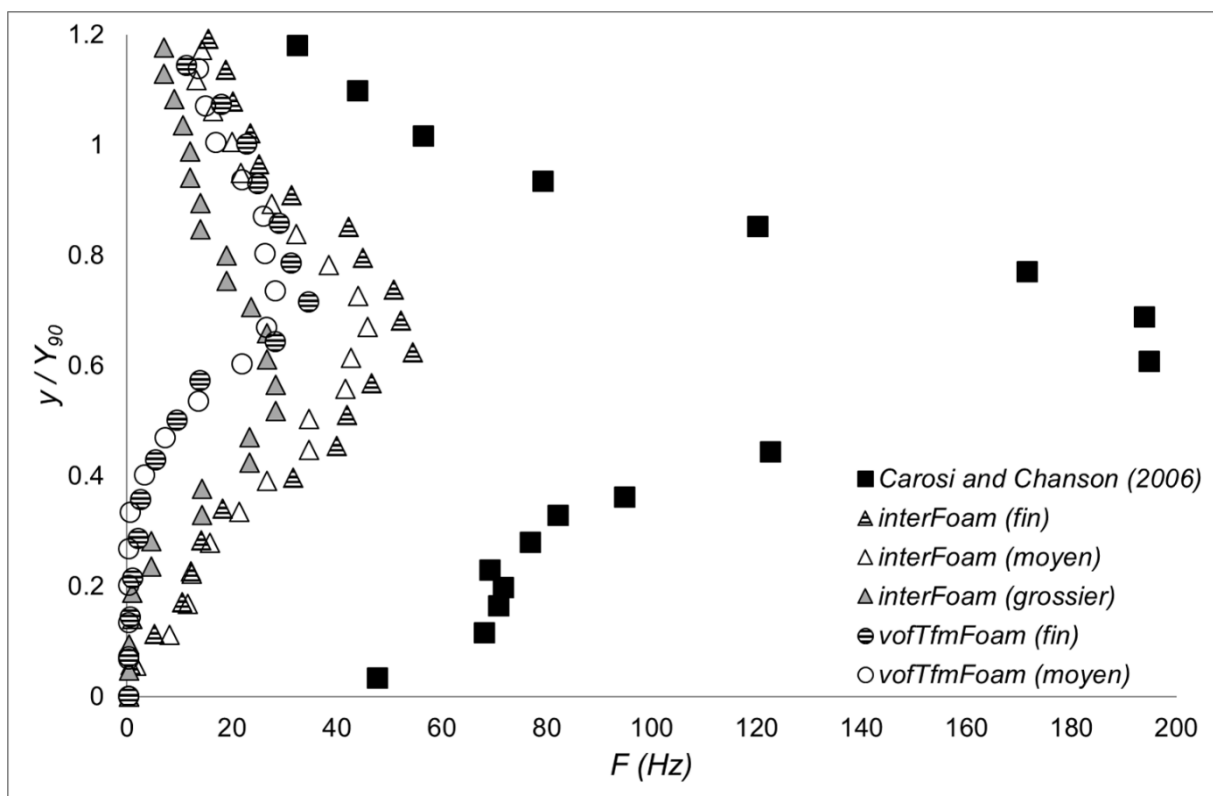


Figure 85 – Fréquence d'observation des éléments dispersés

Finalement, la Figure 86 affiche les histogrammes des fonctions de probabilité d'observation des tailles des cordes ch (mm) des éléments dispersés. Les mesures effectuées par Carosi & Chanson (2006) indiquent une probabilité de cordes

inférieures à 15 mm à plus de 90%, ce qui n'est pas atteint par les simulations. Cependant, on observe clairement l'effet du raffinement du maillage et du solveur utilisé. Naturellement, le raffinement du maillage permet une observation plus fréquente de plus petits éléments, pendant que le solveur *voTfmFoam* en détecte moins souvent que *interFoam*.

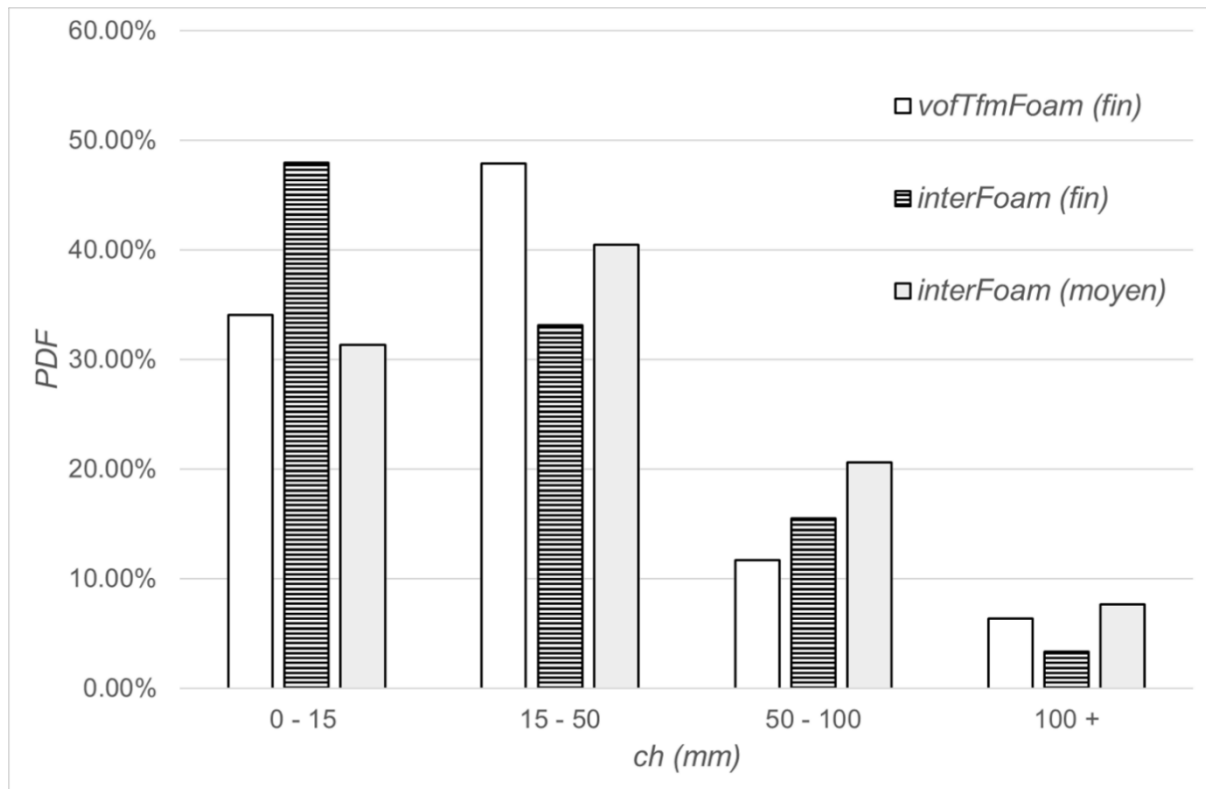


Figure 86 – Probabilité d'observation des éléments dispersés de corde *ch* dans un certain intervalle

5.5.4.4 Profils de concentration d'air

Les résultats des profils de concentration moyenne d'air *C* sont également sujets à analyse. La détermination de ces profils est une étape clé pour l'étude et dimensionnement des évacuateurs de crue, surtout en ce qui concerne la concentration d'air à proximité du fond virtuel : des fortes concentrations d'air au fond induisent une réduction du risque de cavitation, ainsi que des efforts de cisaillement subis par l'écoulement, ce qui se traduit par une augmentation relative de sa vitesse finale (Wood (1991)). Des données expérimentales publiées par Carosi & Chanson (2006) et d'autres auteurs indiquent que les profils *C* le long des bords des marches suivent une courbe caractéristique en forme de « S » dans toute la zone d'écoulement

aéré, augmentant graduellement du fond virtuel jusqu'à la surface libre. La Figure 87 et la Figure 88 comparent les mesures expérimentales et les calculs numériques des profils C le long des bords des quatre dernières marches dans la zone aérée.

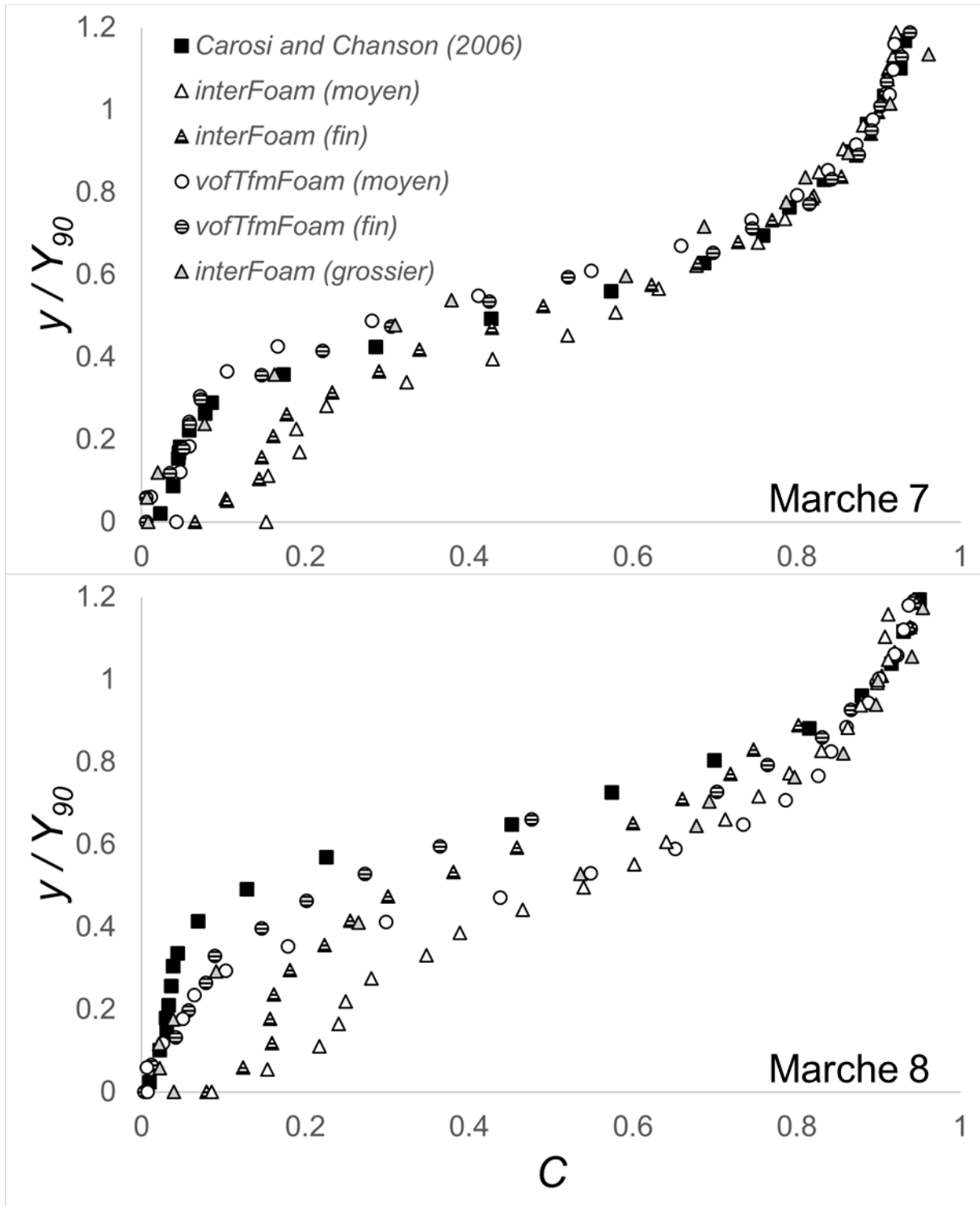


Figure 87 – Profils de concentration d'air C le long des marches 7 et 8

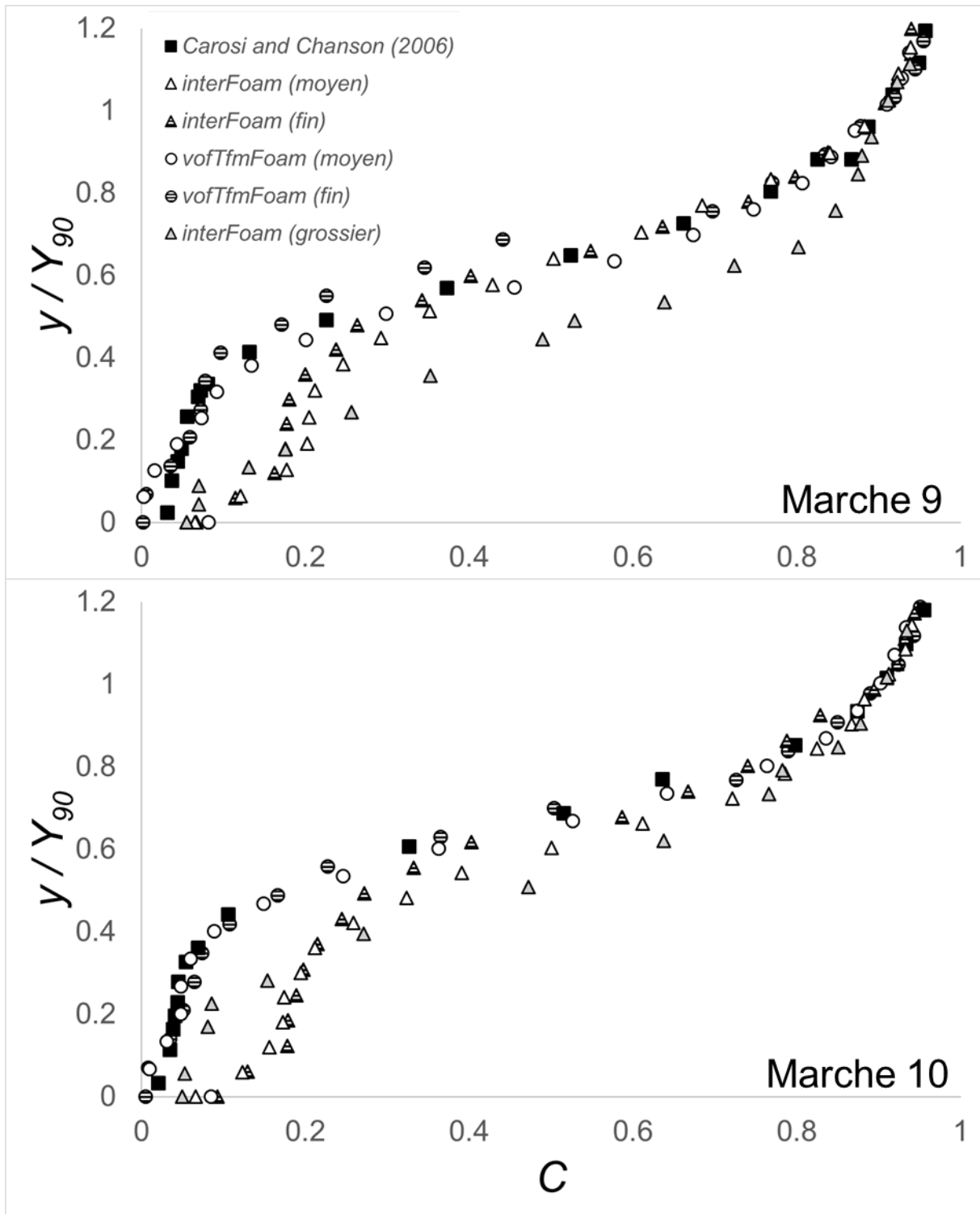


Figure 88 - Profils de concentration d'air C le long des marches 9 et 10

On remarque immédiatement que les résultats numériques obtenus avec *vofTfmFoam* (cercles) sont particulièrement proches des profils mesurés par Carosi & Chanson (2006) présentant de très faibles concentrations moyennes d'air près du fond virtuel et une aération croissante et régulière jusqu'à la surface. De plus, à l'exception de la marche numéro 8, l'effet du raffinement du maillage est presque imperceptible.

Inversement, les profils C fournis par les simulations en maillage fin et moyen avec *interFoam* surestiment en permanence les concentrations dans l'air près du fond virtuel, pour évoluer ensuite en douceur jusqu'à correspondre aux courbes expérimentales à la surface. Le maillage grossier fournit des résultats plus variables, avec une superposition presque parfaite des profils au niveau de la marche 7 (probablement par chance) et une surestimation des concentrations d'air pour les autres marches. De plus, contrairement au modèle hybride, l'utilisation d'un maillage plus fin avec *interFoam* améliore légèrement la concordance des concentrations numériques et expérimentales d'air par rapport au maillage moyen.

Ces observations fournissent des informations plus approfondies sur la discussion précédente concernant la différence de qualité de résolution d'interface obtenue avec chaque solveur. Les résultats obtenus avec le solveur *interFoam* indiquent que sa capacité de prédiction du débit aéré dépend directement de sa capacité à représenter fidèlement la gamme des particules dispersées d'air et d'eau. En d'autres termes, plus le maillage est raffiné, plus la capacité du modèle numérique à calculer les bulles et les gouttelettes de petite échelle est grande, ce qui améliore la prévision de la concentration d'air moyenne. Bien que les profils C obtenus avec les maillages actuels ne soient pas optimaux, il semble raisonnable de supposer qu'ils atteindraient les résultats souhaités avec un raffinement supplémentaire du maillage (éventuellement aussi lorsque les profils numériques T_{xx} superposent les profils mesurés, ce qui signifie que les interfaces caractéristiques à grande échelle sont bien résolues).

D'autre part, même si le solveur *vofTfmFoam* n'a pas résolu autant de détails interfaciaux que les simulations menées avec *interFoam* (Figure 82), il a, en moyenne, donné des résultats beaucoup plus proches. Ces observations indiquent que, parce que les structures diphasiques à plus petite échelle ont été modélisées par la fermeture TFM dans le modèle hybride, il n'était pas fondamentalement nécessaire de résoudre autant de structures que le modèle VOF pour mieux prévoir les profils de concentration d'air moyenne. Enfin, le modèle hybride doté d'un maillage grossier donne de meilleurs résultats moyens que le VOF avec un maillage plus fin, ce qui permet d'atteindre l'un des principaux objectifs du couplage des approches de résolution d'interface et de modélisation d'interface.

5.5.4.5 Influence du paramètre d_{bulle}

Pour finir, on présente les résultats de la zone aérée de l'écoulement obtenus avec le solveur *vofTfmFoam* dans le maillage fin, pour une valeur de $d_{bulle} = 1$ mm, dans l'objectif d'évaluer son impact dans la solution du problème.

On montre dans la Figure 89 les caractéristiques intégrales de la zone aérée, à chaque bord de marche. On observe que les valeurs numériques de ces caractéristiques diffèrent suivant le d_{bulle} sélectionné, mais sans impacter la précision des résultats.

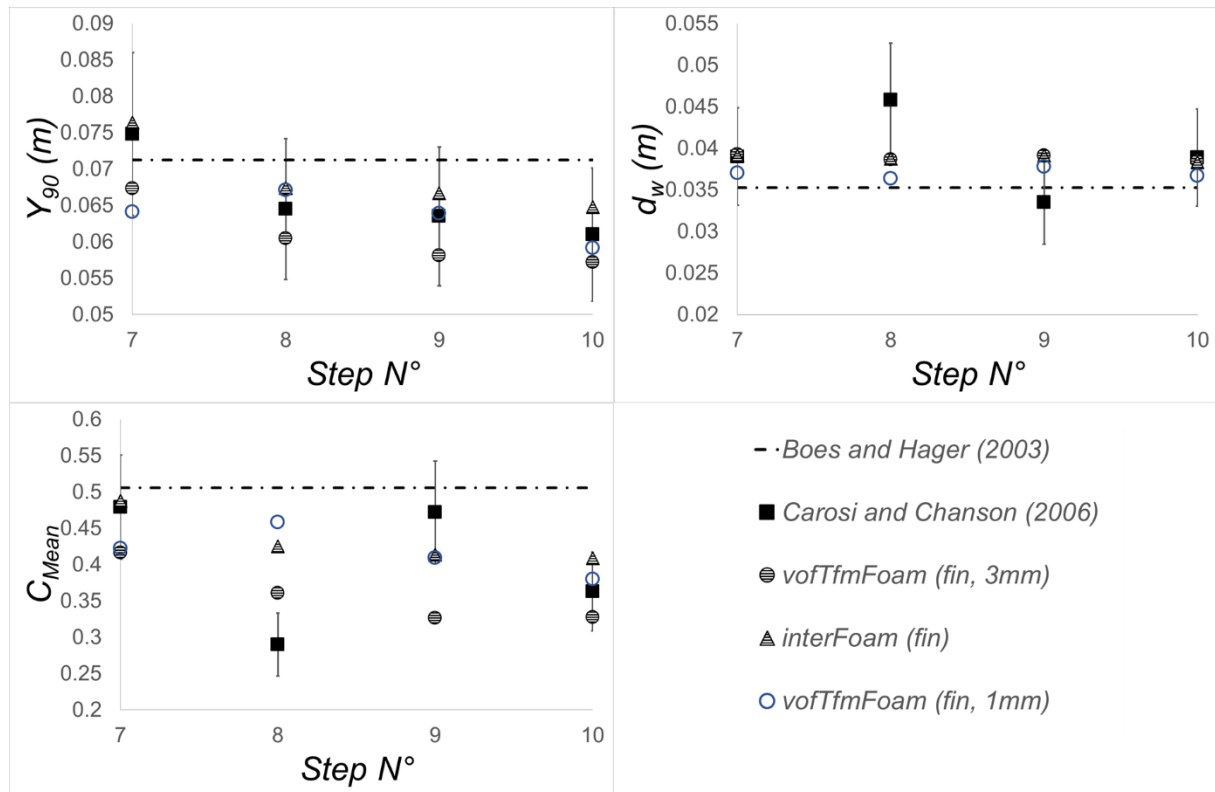


Figure 89 - Caractéristiques intégrées de l'écoulement diphasique sur les bords des marches dans la zone aérée

Il est aussi important d'évaluer l'impact du paramètre d_{bulle} sur la résolution directe des structures interfaciales. Est-ce que la sélection d'une valeur plus importante de d_{bulle} génère une plus forte tendance d'agglomération de la fraction volumique et ainsi une résolution plus importante des interfaces, comme ce qui a été constaté dans le cas du puits de chute présenté dans le chapitre 4 ?

D'après l'analyse des profils de T_{xx} dans la Figure 90, il s'avère que la valeur de d_{bulle} ne présente pas une influence significative dans ce cas. Ceci est probablement dû au fait que le raffinement du maillage réduit l'influence de d_{bulle} sur cet aspect. En effet, on constate dans le cas d'étude du puits de chute que les résultats obtenus pour

$d_{bulle} = 1 \text{ mm}$ s'approchent des résultats pour un $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$ lorsque le maillage est raffiné. Ici, le maillage utilisé est donc assez fin pour minimiser l'impact de ce paramètre.

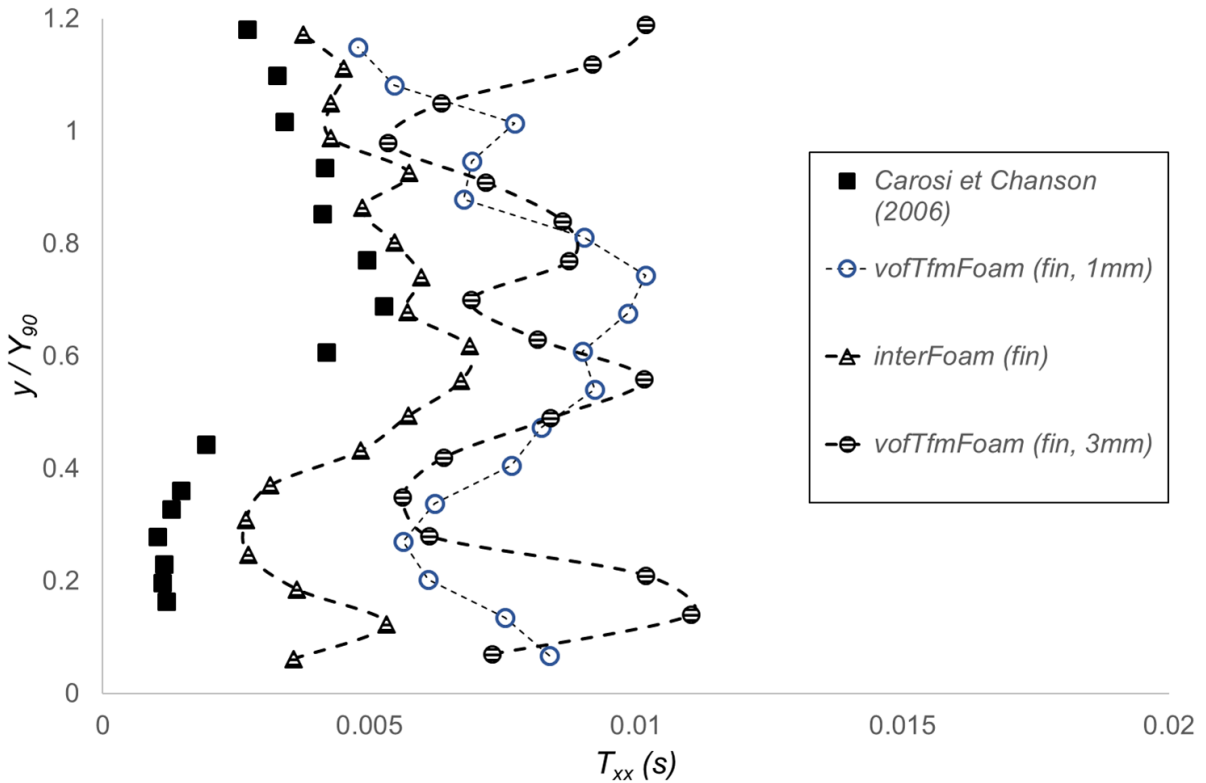


Figure 90 - Profils de T_{xx} au bord de la marche 10

La Figure 91 montre une comparaison des profils de concentration d'air sur le bord de la dixième marche. On y observe également le profil analytique développé par Chanson & Toombes (2002), qui peut être exprimé par l'Eq. (94) :

$$C = 1 - \tanh^2 \left(K' - \frac{y}{2D'} + \frac{\left(\frac{y}{Y_{90}} - \frac{1}{3} \right)^3}{3D'} \right) \quad (94)$$

Où K' est une constante d'intégration et D' est une fonction de la diffusivité de l'écoulement eau-air, de la vitesse de remontée des bulles et de C_{mean} . On observe ainsi dans la Figure 91 que ce profil analytique correspond bien aux données expérimentales de Carosi & Chanson (2006), et que la simulation en *vofTfmFoam* prédit un profil de concentration d'air très proche pour $d_{bulle} = 3 \text{ mm}$.

Cependant, pour une valeur de $d_{bulle} = 1 \text{ mm}$, on constate une surestimation de la concentration d'air à proximité du bord de la marche. Cela indique une diffusion plus

importante de la phase gazeuse vers le fond virtuel, ce qui est en effet favorisé par un effort de traînée réduit lorsqu'on sélectionne une valeur de d_{bulle} plus faible. On note tout de même que la sélection d'une valeur de $d_{bulle} = 3$ mm est plus cohérente avec les observations expérimentales de Carosi & Chanson (2006) que la valeur de $d_{bulle} = 1$ mm, ce qui est rassurant vis-à-vis de la pertinence de la modélisation des échanges interfaciaux de quantité de mouvement.

La simulation en *interFoam* indique enfin une diffusion encore plus importante à proximité du fond virtuel, en conséquence du troncage de la représentation des plus petites particules par les limitations du maillage. Les interfaces de très faible échelle sont ainsi surdiffusées au sein de chaque cellule de calcul, sans que cet effet soit compensé par un modèle *sub-grid* comme le fait le solveur hybride *voFTfmFoam*. De cette façon la simulation en VOF délivre le profil de concentration d'air le plus surdiffusé parmi toutes les simulations réalisées.

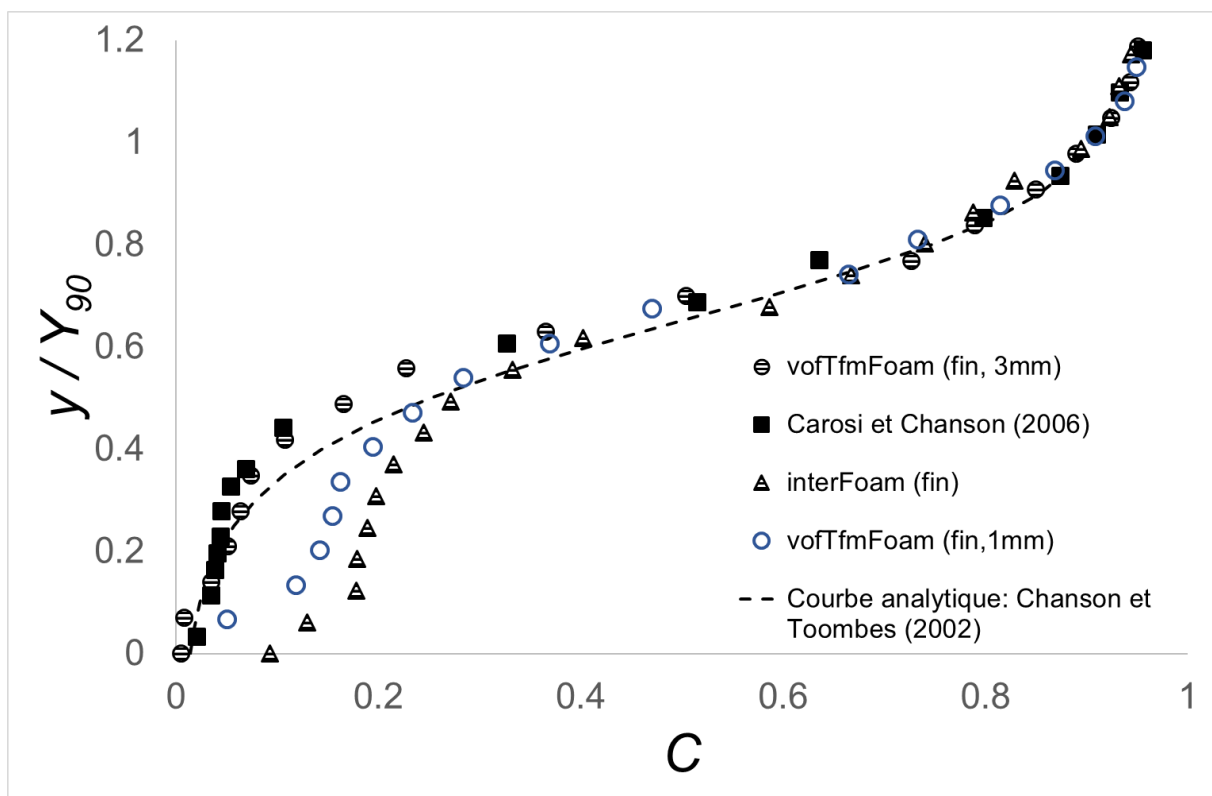


Figure 91 – Profils de concentration d'air C au bord de la marche 10

5.6 Conclusion du chapitre 5

Dans ce chapitre, des simulations numériques d'écoulement en mousse sur une structure d'évacuateur de crues en marches d'escalier ont été effectuées afin d'évaluer la capacité de modélisation d'écoulements auto-aérés du solveur hybride implémenté *vofTfmFoam* en comparaison avec une approche VOF classique telle qu'implémentée dans le solveur *interFoam*.

- ❖ Des simulations préliminaires ont indiqué une meilleure performance du modèle de turbulence $k-\omega$ SST-DES. Celui-ci a été employé pour la suite, permettant la résolution numérique des tourbillons les plus énergétiques au sein de la zone non aérée, générant ainsi le phénomène de l'auto-aération.
- ❖ L'analyse des profils de vitesses et des statistiques turbulentes résolues au niveau de la zone non-aérée de l'écoulement permet d'affirmer que les deux solveurs fournissent des résultats équivalents dans un régime d'écoulement ségrégué. La magnitude des statistiques turbulentes calculées est fortement influencée par le degré de raffinement du maillage, ce qui modifie potentiellement le degré de perturbations de la surface libre et l'apparition du phénomène d'auto-aération. En effet, la simulation réalisée avec un maillage grossier prédit un déclenchement tardif de l'entraînement d'air. Néanmoins, les simulations de maillage moyen et fin ont subi l'auto-aération au même niveau, malgré les différences perçues des profils des statistiques turbulentes.
- ❖ La simplification du domaine de calcul utilisé dans les simulations plus raffinées (largeur transversale des marches à 20 cm au lieu de 1 m) a empêché l'apparition de groupes de structures de recirculation dans les cavités des marches, tels qu'observés dans les études expérimentales. L'effet de cette simplification sur l'intensité turbulente et sur la dissipation d'énergie dans la chute n'est pas clair, et devrait être objet d'une étude supplémentaire. Néanmoins, l'application des conditions aux limites de type périodique permet de maintenir l'aspect tridimensionnel des recirculations entre les marches dans les simulations. Cet aspect tridimensionnel serait probablement inexistant si des conditions de non-glissement étaient employées aux limites latérales (Lopes, et al. (2017)).

- ❖ Concernant les caractéristiques intégrales de la zone aérée, les différentes simulations ont bien sûr présenté des écarts entre elles, mais pas de façon très significative. Par ailleurs, les formules empiriques proposées par Boes & Hager (2003b) offrent une prédiction relativement bonne des valeurs de d_w , Y_{90} et de C_{mean} .
- ❖ Les résultats des profils de vitesses interfaciales, d'échelle de temps d'autocorrélation des interfaces, de la fréquence et la corde des éléments dispersés reflètent dans quelle mesure les modèles numériques ont été capables de résoudre directement les structures diphasiques présentes dans l'écoulement aéré. Même le maillage plus fin utilisé au cours de la thèse ne s'est pas avéré suffisant pour détecter tous les détails repérés par les mesures du modèle physique. Dans le cas du solveur *interFoam*, en lien avec le fait que les plus petites structures sont mal représentées par les modèles VOF, cela a engendré une surestimation du calcul de la concentration d'air moyenne à proximité du fond virtuel. Ceci met en évidence l'intérêt de modéliser les interfaces des éléments dispersés d'échelle *sub-grid* au moyen du solveur hybride *vofTfmFoam*, qui à son tour a rendu des profils de concentration d'air beaucoup plus précis.
- ❖ D'autre part, les bulles et gouttes de très faible taille ont un rôle important dans certains phénomènes physiques complexes comme la modification de la turbulence par la présence de particules. La modélisation de ces mécanismes a été négligée dans l'approche TFM, et pourrait présenter un impact dans la prédiction de l'intensité turbulente de la zone aérée et du coefficient de traînée de la chute.
- ❖ L'analyse des résultats liés à la résolution d'interfaces ainsi que de la Figure 82 a également montré que l'algorithme pilotant la transition d'approches VOF et TFM implémenté dans le solveur *vofTfmFoam* tronque en partie le potentiel de résolution du maillage. En d'autres mots, ce solveur ne résout pas directement toutes les structures diphasiques qu'il en serait capable. Une piste d'amélioration future de cet algorithme réside dans l'adaptation *in loco* du modèle de transfert de phases en régimes ségrégué et dispersé proposé par Lakehal (2018).

- ❖ L'influence du paramètre d_{bulle} dans les résultats du maillage fin est presque imperceptible dans les caractéristiques intégrales de la zone aérée et dans la résolution directe des structures interfaciales. Une légère surestimation des valeurs de C près du fond virtuel est néanmoins notée.

Conclusion générale

Conclusions sur le travail

On a présenté au cours de cette thèse une évaluation de la performance de différentes techniques de modélisation numérique pour la représentation d'écoulements aérés, dans le contexte d'application d'ouvrages hydrauliques. L'objectif principal était d'identifier les approches de calcul permettant au modèle de mieux représenter et de quantifier les phénomènes d'entraînement d'air observés dans les écoulements réels.

La revue bibliographique a mis en évidence qu'une approche de modélisation diphasique hybride, combinant l'approche *Volume of Fluid* à la méthode *Two-Fluid Model*, était nécessaire pour aboutir à une représentation de tout le spectre d'échelles des interfaces existant dans l'écoulement diphasique. La méthode de couplage de deux modèles préconisés dans Wardle & Weller (2013) et Shonibare & Wardle (2015) a ainsi été implémentée dans la conception du solveur *voTfmFoam*, qui n'était originellement pas disponible dans le logiciel OpenFOAM®, sélectionné pour la réalisation de cette thèse.

On note que le couplage des approches implémenté dans le solveur *voTfmFoam* est réalisé suivant le principe de la « résolution transitoire des grandes interfaces », défini dans le chapitre 2. Pour rappel, suivant ce principe, la transition de représentation de l'écoulement de l'approche VOF vers l'approche TFM doit être réalisée en conséquence directe ou indirecte du degré de raffinement local du maillage. Notamment, tout le volume du fluide entraîné en régime dispersé doit être issu de ce même fluide apparaissant originellement en régime ségrégué. Ce principe de couplage d'approches est en opposition à la méthode implémentant des sources d'injection introduite par Ma, et al. (2010). Cette méthode réalise une injection locale de la phase dispersée en fonction des caractéristiques de l'écoulement, à proximité de la surface libre. Malgré son potentiel, cette approche est écartée de cette thèse pour deux raisons principales : le volume des phases injectées par les sources n'est pas conservé dans le domaine, ce qui peut poser des problématiques dans le cas d'écoulements en milieux confinés, et la magnitude de la source nécessite une étude de calibration à chaque situation.

L'approche de modélisation diphasique retenue, implémentée dans le solveur *voTfmFoam* sous le principe de la « résolution transitoire des grandes interfaces », nécessiterait donc théoriquement un certain degré de résolution de l'écoulement au niveau de la transition des approches VOF et TFM. En d'autres mots, pour être capable de prédire le phénomène d'entraînement d'air avec cette approche, il serait nécessaire de résoudre directement les mécanismes au niveau de la surface libre provoquant l'aération. Ces mécanismes étant fondamentalement d'origine turbulente, on estime ainsi nécessaire de résoudre directement la plupart des tourbillons énergétiques générés dans l'écoulement turbulent, qui seraient les responsables de la création des mécanismes d'entraînement d'air.

Dans l'objectif de vérifier cette hypothèse, des études numériques d'écoulements présentant les deux principales typologies de phénomènes d'aération ont été réalisées : Le processus d'aération localisée a été évalué dans le chapitre 4, où on étudie le cas d'écoulement d'un jet d'eau circulaire en plongeon de Chanson, et al. (2004), et celui au sein d'un puits de chute avec entrée en vortex de Viparelli (1961), notamment dans le mode d'écoulement en présence d'un ressaut hydraulique vertical. Le chapitre 5 a été quant à lui consacré à la reproduction du phénomène d'auto-aération, qui apparaît dans le cas d'une chute d'eau à travers un coursier en marches d'escalier de Carosi & Chanson (2006).

Les résultats de ces études ont mis en évidence que, dans le cas du processus d'aération localisée, la résolution des mécanismes physiques d'entraînement d'air ne sont pas nécessaires pour que le solveur *voTfmFoam* prédise le phénomène d'aération (du moins du point de vue qualitatif). En effet, on observe clairement que dans le cas du jet d'eau en plongeon, la réalisation des simulations avec l'inclusion des modèles de turbulence de type RANS supprime la plupart des fluctuations du champ de vitesses, et donc de la surface libre. Les mécanismes de piégeage des bulles n'y sont donc pas observés. Néanmoins, du volume d'air est tout de même entraîné par l'advection sous le régime TFM des fractions volumiques d'air détachées de l'interface. Ceci a été possible grâce à l'algorithme implémenté de transition d'approches VOF et TFM. Les simulations menées en VLES ont produit une forme « mixte » d'entraînement d'air qui combinait la dynamique de l'interface piégeant des bulles et l'advection numérique de l'air en régime TFM.

A l'inverse, dans le cas des écoulements présentant l'auto-aération, la résolution des tourbillons énergétiques, qui génèrent les instabilités de la surface libre engendrant les mécanismes d'entraînement d'air, est incontournable. En effet, la réalisation des simulations en RANS maintient les phases bien ségréguées tout le long de la chute, et le phénomène d'auto-aération est complètement annulé. L'utilisation des méthodes VLES ou encore DES permet au modèle numérique de prédire la formation et le développement des tourbillons, ainsi que le déclenchement de l'auto-aération. Le même comportement général est observé dans les simulations en *interFoam*, et les différences entre les solveurs apparaissent dans la représentation de la zone d'écoulement aéré. Il est montré que, dans un maillage assez fin, les résultats des caractéristiques intégrales de l'écoulement aéré, comme le tirant d'eau du mélange (représenté par la valeur de Y_{90}) et la profondeur d'eau équivalente (d_w) sont bien représentés par les deux solveurs.

Des différences plus importantes sont constatées au niveau des profils de concentration moyenne d'air le long des marches, qui sont surestimées par *interFoam* à proximité du radier. Ceci est dû probablement au troncage de la représentation du spectre d'échelles des interfaces, pendant que le solveur *vofTfmFoam* modélise les échelles *sub-grid* sous le régime TFM. En outre, on observe que le solveur *vofTfmFoam* résout moins de détails d'interface qu'il en serait capable (analyse des profils T_{xx} et des instantanées de α_{eau}), en conséquence d'une transition prématurée du régime VOF vers le régime TFM. Des recherches supplémentaires seraient nécessaires pour améliorer le critère de transition actuellement mis en place.

On tient à noter l'influence du paramètre d_{bulle} , représentant le diamètre moyen des bulles dispersées modélisées sous le régime TFM. En effet, dans les cas d'étude du puits de chute et de l'écoulement sur les marches d'escalier, le choix de d_{bulle} impacte de manière non négligeable les caractéristiques de l'écoulement aéré. Cette observation peut s'expliquer par plusieurs raisons, dont les plus probables sont synthétisées comme suit :

- ❖ Le modèle de l'effort de traînée interfacial dépend de d_{bulle} , ce qui peut générer une tendance plus importante d'agglomération des fractions volumiques d'air pour des valeurs plus importantes de d_{bulle} . Cette agglomération plus prononcée peut aboutir à la formation des interfaces résolues, qui subissent à leur tour des efforts de traînée encore plus

importants. Ceci résulte dans une pénétration plus faible de l'air, et une plus forte tendance de remontée des bulles.

- ❖ Notamment dans le phénomène d'aération localisée, on observe dans certains cas une aération d'origine purement numérique, par l'effet d'advection de α_{air} . Ceci est visible, par exemple, lorsqu'on simule le cas du jet d'eau en plongeon avec l'approche RANS et dans les simulations du puits de chute, où le maillage était probablement trop grossier pour la résolution des mécanismes physiques d'aération. De cette manière, il est probable que la définition d'une valeur plus grande de d_{bulle} réduise le débit d'air advecté.

En résumé, on peut dire que la méthodologie hybride de calcul diphasique implémentée dans le solveur *vofTfmFoam* présente quelques avantages par rapport aux solveurs VOF classiques. D'abord, la représentation des particules dispersées sous le régime TFM permet une modélisation du spectre d'échelles d'interface, tandis que celui-ci est tronqué lors de l'utilisation d'un solveur VOF. Notamment, le critère de transition de régimes défini dans *vofTfmFoam* permet de représenter le phénomène d'aération localisée, sans le besoin de calculer directement les mécanismes physiques d'entraînement d'air. L'intérêt de cet aspect est spécialement visible dans le cas du puits de chute, où le phénomène du ressaut hydraulique vertical était beaucoup mieux représenté dans les simulations en *vofTfmFoam* qu'en *interFoam*. Dans les écoulements présentant le phénomène d'auto-aération, la résolution directe des mécanismes d'aération est néanmoins indispensable.

Commentaire sur l'échelle du problème

Il est important de noter que tous les cas tests de simulation menés dans cette thèse constituent des reproductions de modèles physiques à échelle réduite. Les nombres de Reynolds des écoulements étaient donc limités à un ordre de grandeur maximum de $Re \sim 10^5$. Or, les ouvrages hydrauliques en grandeur nature peuvent facilement atteindre des Re beaucoup plus élevés, par exemple, supérieurs de 2 ou 3 ordres. Ceci rend la représentation du spectre d'échelles des tourbillons beaucoup plus coûteuse vis-à-vis des ressources de calcul nécessaires, car les gammes de

tourbillons énergétiques et inertiels s'étirent avec le nombre de Reynolds de l'écoulement (Pope (2000)).

De cette manière, la représentation d'une même quantité relative d'échelles de tourbillon requiert pour un nombre de Reynolds plus important, un maillage plus dense. Un aperçu de cette conclusion peut être visualisé dans le cas du jet d'eau en plongeon, où on avait simulé, sous les mêmes conditions, deux échelles différentes du modèle physique M1 et M2. Les résultats concernant l'entraînement d'air obtenus avec le solveur *interFoam* se sont considérablement dégradés dans les simulations à plus grande échelle, probablement à cause de la perte de représentation relative des détails du champ de vitesses turbulent. Les résultats obtenus avec le solveur *voTfmFoam* se sont montrés moins sensibles à la variation de l'échelle du problème, en conséquence de la nature hybride « numérique-physique » du processus d'entraînement d'air prédit avec ce solveur. On note néanmoins que la variation d'échelle entre les modèles M1 et M2 est relativement faible, et que la qualité de prédiction du modèle peut s'affaiblir lorsque l'échelle de l'écoulement devient plus importante.

Conclusion à portée opérationnelle

On vise maintenant à synthétiser en quoi ce travail a contribué à une meilleure compréhension et au développement des bonnes pratiques de modélisation numérique des écoulements diphasiques dans les études d'ingénierie, avec les approches de calcul examinées pendant la thèse. Quelle approche de calcul faut-il sélectionner vis-à-vis des objectifs de l'étude ? Quelles sont les principales précautions à prendre dans la conception du modèle numérique, et comment faut-il interpréter les résultats des simulations ?

Dans un premier temps, la définition du degré de raffinement du maillage doit être évaluée en fonction des ressources de calcul disponibles et des échelles de longueur de l'écoulement que l'on envisage de résoudre. De cette façon, une analyse préalable de l'écoulement à étudier vis-à-vis du raffinement du maillage, à l'aide du diagramme $L \times q$ de Brocchini & Peregrine (2001), est conseillée pour l'établissement du cahier de charges des simulations (chapitre 3). On arriverait ainsi à estimer, au moins de manière qualitative, une probable évolution morphologique de l'écoulement

et la capacité du maillage employé à la reproduire. En d'autres mots, si l'on envisage de reproduire dans les simulations les tourbillons énergétiques responsables de la formation des mécanismes d'entraînement d'air, il faut s'assurer que le maillage sera suffisamment raffiné pour les résoudre. Ceci est particulièrement vrai pour la simulation des écoulements présentant le phénomène d'auto-aération, comme constaté dans le chapitre 5.

Bien entendu, l'approche de modélisation de la turbulence devrait être soigneusement sélectionnée de façon à permettre la résolution directe des phénomènes les plus pertinents. On peut ainsi affirmer que les modèles suivant le principe RANS sont de manière générale déconseillés pour la simulation des écoulements aérés. D'autres approches de résolution directe des tourbillons (LES, DES, VLES) s'avèrent plus pertinentes dans ces cas.

La simulation des écoulements présentant une aération localisée avec le solveur hybride *voTfmFoam* constitue une exception notable à ce constat. En effet, l'occurrence de l'entraînement d'air peut être vérifiée dans ces cas, même si la méthodologie RANS est employée. Néanmoins, la sensibilité du modèle au paramètre d_{bulle} devient très significative, en particulier dans ces cas. Or, il s'agit d'un paramètre difficile à sélectionner au préalable, puisqu'il dépend des caractéristiques de l'écoulement et du maillage. Par exemple, pour un maillage donné capable de résoudre directement (donc en régime VOF) des bulles plus grandes que 3 mm, on devrait choisir pour d_{bulle} une valeur comprise entre 0 et 3 mm, représentant les bulles non résolues (régime TFM) dans le maillage. Si le même écoulement est calculé avec un maillage plus fin, on devrait également réduire la valeur sélectionnée de d_{bulle} . Il est donc difficile de préconiser au préalable une valeur de d_{bulle} , celle-ci étant sélectionnée de manière semi-empirique pour la réalisation des simulations.

De cette façon, à l'heure actuelle on estime nécessaire de réaliser une analyse de sensibilité au paramètre d_{bulle} pour chaque cas d'étude, en sélectionnant une plage de valeurs plausible à chaque situation. Ceci permettrait de bien cerner les incertitudes du modèle suivant les résultats d'entraînement d'air.

Enfin, on détaille brièvement les critères de sélection des solveurs diphasiques. Bien évidemment, ces critères vont dépendre en grande partie des objectifs de l'étude. On cite par exemple le cas de l'étude menée dans le chapitre 5. On montre que le solveur VOF classique *interFoam* présente des résultats de précision comparable à

ceux obtenus avec le solveur hybride *vofTfmFoam*, en ce qui concerne les caractéristiques intégrales de la zone aérée de l'écoulement. La position de déclenchement de l'auto-aération est aussi identique entre les deux solveurs. L'utilisation du solveur *interFoam* semble donc suffisante pour l'obtention d'une représentation assez complète de la zone aérée, hormis pour les profils de concentration d'air. Si on s'intéresse à prédire les profils de C , la simulation avec *vofTfmFoam* est plus adaptée.

Un autre exemple où le solveur *interFoam* s'est montré pertinent est le cas d'écoulement en chute libre dans le puits de Viparelli (1961), dans le chapitre 4. L'aspiration de l'air dans la chute était presque identique pour les deux solveurs. Ceci est dû au fait que les phases eau et air sont restées complètement ségréguées pendant tout l'écoulement. Le transport de l'air se fait ainsi par le cisaillement visqueux au niveau de la surface libre, et non par la dynamique des bulles (comme dans le mode d'écoulement en présence d'un ressaut). De cette façon, on pourrait en déduire que les modèles VOF sont capables de correctement prédire le débit d'entraînement, tant que les deux phases restent bien ségréguées. De l'autre côté, lorsque la dynamique des bulles et la représentation de la transition des régimes ségrégué-dispersé sont d'importance, l'utilisation du solveur hybride est recommandée.

Perspectives

On a constaté le long de cette thèse que l'algorithme de transition de régimes basé sur le gradient de la fraction volumique ne permet pas au modèle numérique de réaliser une résolution des interfaces aussi fine que ce qu'il pourrait. La proposition du modèle de « vitesse d'interface » u_{modele}^H de Lakehal (2018) semble très prometteuse, notamment pour le fait d'inclure le rapport entre la dynamique turbulente de l'écoulement (qui favorise la fragmentation de l'interface) et l'effort dû à la tension de surface (qui stabilise l'interface contre la rupture). Le développement et l'implémentation d'un modèle de ce type dans le solveur *vofTfmFoam* pourraient aider également à limiter la problématique rencontrée de sensibilité par rapport au paramètre d_{bulle} , affectant le débit d'air entraîné.

La modélisation de la turbulence diphasique (tant avec l'approche RANS que LES) est un autre facteur des simulations qui mériterait d'être étudié plus en profondeur. En effet, la modélisation de la turbulence a été omise dans l'étude du cas

du puits de chute, ce qui a probablement impacté, entre autres, la prévision de la hauteur du ressaut hydraulique. Bien entendu, cette omission a été volontaire, et avait pour objectif de s'affranchir des potentielles problématiques liées à l'utilisation d'un modèle de turbulence telles que :

- ❖ L'annulation des mécanismes d'entraînement d'air pour les modèles type RANS ;
- ❖ La définition d'un maillage insuffisamment raffiné pour les modèles type LES ;
- ❖ La non-adaptabilité des modèles de turbulence en général pour les écoulements en régime dispersé (TFM).

Or, un modèle de type DES a été utilisé dans les simulations du chapitre 5, ce qui a été nécessaire pour prédire la bonne localisation du déclenchement de l'auto-aération. Cependant, l'impact de son utilisation dans la zone aérée n'a pas été évalué, et certains processus physiques importants comme la modification de la turbulence par l'interaction des particules avec les tourbillons ne sont pas pris en compte. Une modélisation plus complète des écoulements aérés devrait intégrer ces éléments dans les simulations. Une meilleure compréhension physique de ces phénomènes se fait nécessaire pour le développement de modèles adaptés.

La représentation de l'écoulement dispersé avec l'approche TFM est un autre facteur d'amélioration possible. On a dans cette thèse négligé les effets de portance subis par les bulles, ce qui a possiblement nuit aux résultats du cas du jet d'eau en plongeon, lorsqu'on utilisait une méthodologie RANS. En outre la représentation d'un champ de particules polydispersé serait certainement plus pertinent que l'utilisation d'une valeur fixe de d_{bulle} . Néanmoins, d'après la revue bibliographique réalisée pendant cette thèse, les modèles de *population balance* existants ne semblent pas assez mûrs pour être appliqués de manière généralisée et sans calibration des paramètres. Dans le cadre de cette thèse, la valeur de d_{bulle} a été sélectionnée avec une approche semi-empirique. Si une analyse de sensibilité quant à ce paramètre a été partiellement réalisée, il semblerait nécessaire d'étudier de manière plus systématique son impact dans les simulations pour mieux cerner les incertitudes associées à la modélisation numérique.

Du point de vue de l'effort de validation continue des méthodes, il serait nécessaire de poursuivre avec la modélisation d'écoulements grandeur nature. D'après l'analyse menée précédemment, il serait théoriquement nécessaire d'utiliser des maillages plus denses dans ces cas, pour représenter les phénomènes d'aération avec la même exactitude que celle des cas d'étude à échelle réduite. La recherche devrait alors se concentrer, dans un premier temps, sur l'évaluation plus systématique de l'impact des effets d'échelle sur les résultats de simulation. Dans un deuxième temps, il serait nécessaire de développer des techniques permettant aux modèles de s'affranchir de ces effets.

Finalement, on considère que le gros travail expérimental de caractérisation des mécanismes d'aération, de la dynamique et distribution de tailles des particules dispersées, et des interactions des structures turbulentes avec les interfaces doit être poursuivi pour le perfectionnement des méthodologies de simulation diphasique de manière générale. On cite les travaux de Zhu, et al. (2000), Deane & Stokes (2002), Deshpande, et al. (2012), Valero & Bung (2018) et Zhang, et al. (2018) comme exemples de contributions dans ce sens, qui pourraient dans le futur permettre la formulation de nouvelles théories, approximations et modèles sur les complexes phénomènes physiques des écoulements multiphasiques.

Bibliographie

- Amador, A. (2005). *Comportamiento hidraulico de los aliviaderos escalonados en presas de hormigon compactado (Hydraulic behaviour of stepped spillways in compacted concrete dams)*. Ph.D. thesis, Polytechnic University of Catalonia, Barcelona, Spain.
- Amador, A., Sanchez-Juny, M., & Dolz, J. (2009). Developing flow region and pressure fluctuations on steeply sloping stepped spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135(12).
- Behzadi, A., Issa, R., & Rusche, H. (2004). Modelling of dispersed bubble and droplet at high phase fraction. *Chemical Engineering Science*, 59, pp. 759-770.
- Bick, A., Ristenpart, W., van Nierop, E., & Stone, H. (2010). Bubble formation via multidrop impacts. *Physics Of Fluids*, 22.
- Bin, A. (1993). Gas Entrainment By Plunging Liquid Jets. *Chemical Engineering Science*, 48(21), pp. 3585-3630.
- Boes, R., & Hager, W. (2003). Hydraulic design of stepped spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(9).
- Boes, R., & Hager, W. (2003a). Hydraulic design of stepped spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(9).
- Boes, R., & Hager, W. (2003b). Two-Phase Flow Characteristics of Stepped Spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(9).
- Bombardelli, F., Meireles, I., & Matos, J. (2011). "Laboratory Measurements and multi-block numerical simulations of the mean flow and turbulence in the non-aerated skimming flow region of steep stepped spillways". *Environ. Fluid Mech.*, 11, 263-288.
- Bonetto, F., & Lahey, R. (1993). An experimental study on air carryunder due to a plunging liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(2), pp. 281-294.
- Boualouache, A., Zidouni, F., & Mataoui, A. (2018). Numerical Visualization of Plunging Water Jet using Volume of Fluid Model. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 11(1), pp. 95-105.
- Boussinesq, J. (1877). Essai sur la théorie des eaux courantes. *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences XXIII*, 1.
- Brackbill, J., Kothe, D., & Zemach, C. (1992). "A continuum method for modeling surface". *Journal of Computational Physics*, 100(2), 335-354.
- Brocchini, M., & Peregrine, D. (2001). The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 1. Description. *J. Fluid Mech.*(449), 225-254.
- Bung, D. (2011). Developing flow in skimming flow regime on embankment stepped spillways. *Journal of Hydraulic Research*, 49(5), pp. 639-648.
- Cain, P. (1978). *Measurements Within Self-Aerated Flow On A Large Spillway*. Ph.D. Thesis, University of Canterbury, Christchurch, New Zeland.
- Carosi, G., & Chanson, H. (2006). *Air-Water Time And Length Scales In Skimming Flows On A Stepped Spillway. Application To The Spray Characterisation*.

- Brisbane: Division Of Civil Engineering, The University Of Queensland, Australia.
- Castro, A., Li, J., & Carrica, P. (2016). A mechanistic model of bubble entrainment in turbulent free surface flows. *International journal of multiphase flow*, 86, pp. 35-55.
- Cerne, G., Petelin, S., & Tiselj, I. (2001). Coupling of the Interface Tracking and the Two-Fluid Models for the Simulation of Incompressible Two-Phase Flow. *Journal of Computational Physics*, 171, pp. 776-804.
- CERTU. (2003). *La ville et son assainissement: Principes, méthodes et outils pour une meilleure intégration dans le cycle de l'eau*.
- Chanson, H. (1993). Self-Aerated Flows on Chutes and Spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 119, pp. 220-243.
- Chanson, H. (1994). Hydraulics of Skimming Flows over Stepped Channels and Spillways. *Journal of Hydraulic Research*, 32(3), pp. 445-460.
- Chanson, H. (1997). *Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows*. London, UK: Academic Press.
- Chanson, H. (2004). Understanding air–water mass transfer in rectangular dropshafts. *Journal of Environmental Engineering and Science*, 3(5), pp. 319-330.
- Chanson, H. (2007a). Air entrainment processes in a full-scale rectangular dropshaft at large flows. *Journal of Hydraulic Research*, 45(1), pp. 43-53.
- Chanson, H. (2007b). Dynamic similarity and scale effects affecting air bubble entrainment in hydraulic jumps. *6th International Conference on Multiphase Flow (ICMF)*. Leipzig, Germany.
- Chanson, H. (2009). Turbulent air–water flows in hydraulic structures: dynamic similarity and scale effects. *Environmental Fluid Mechanics*, 9, pp. 125-142.
- Chanson, H. (2013). Hydraulics of aerated flows: qui pro quo? *Journal of Hydraulic Research*, 51(3), pp. 223-243.
- Chanson, H. (2019). *Rapport de thèse de Gabriel Guibu Pereira*.
- Chanson, H., & Carosi, G. (2007). "Turbulent time and length scale measurements in high-velocity open channel flows". *Exp Fluids*, 42, 385-401.
- Chanson, H., & Toombes, L. (2002). Air-water flows down stepped chutes: turbulence and flow structure observations. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(11), pp. 1737-1761.
- Chanson, H., Aoki, S., & Hoque, A. (2004). Physical modelling and similitude of air bubble entrainment at vertical circular plunging jets. *Chemical Engineering Science*, 59, pp. 747-758.
- Chen, S., & Doolen, G. (1998). Lattice Boltzmann Method For Fluid Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30, pp. 329-364.
- Cheng, X., Chen, Y., & Luo, L. (2006). Numerical simulation of air-water two-phase flow over stepped spillways. *Science in China Series E: Technological Sciences*, 49(6), 674-684.

- Cheung, S., Yeoh, G., & Tu, J. (2009). A Review of Population Balance Modelling for Isothermal Bubbly Flows. *Journal of Computational Multiphase Flows*, 1(2), 161-199.
- Clift, R., Grace, J., & Weber, M. (1978). *Bubbles, Drops and Particles* (éd. 1st). London: Academic Press.
- Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. (1928). Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100(1), pp. 32-74.
- Crowe, C., Schwarzkopf, J., Sommerfeld, M., & Tsuji, Y. (2012). *Multiphase Flows with Droplets and Particles* (éd. 2e). Boca Raton: CRC Press.
- Damian, S. (2013). *An Extended Mixture Model for the Simultaneous Treatment of Short and Long Scale Interfaces*. Santa Fe: Ph.D. Thesis, Universidad Nacional Del Litoral, Argentina.
- David, L., Chatellier, L., Calluau, D., Rousseaux, G., & Thomas, L. (2015). Study Of Different Kind Of Tidal Bores In Laboratory. *E-proceedings of the 36th IAHR World Congress*. The Hague, Netherlands.
- Deane, G., & Stokes, M. (2002). Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves. *Nature*, 418, pp. 839-844.
- Deike, L., Popinet, S., & Melville, W. (2015). Capillary effects on wave breaking. *Journal of Fluid Mechanics*, 769, pp. 541-569.
- Del Giudice, G., & Gisonni, C. (2011). Vortex dropshaft retrofitting: case of Naples city (Italy). *Journal of Hydraulic Research*, 49, pp. 804-808.
- Del Giudice, G., Gisonni, C., & Rasulo, G. (2009). Vortex Shaft Outlet. *Advances in Water Resources and Hydraulic Engineering*, pp. 2053-2058.
- Denèfle, R., Mimouni, S., Caltagirone, J., & Vincent, S. (2015). Multifield hybrid approach for two-phase flow modeling – Part 1: Adiabatic flows. *Computers & Fluids*, 113, pp. 106-111.
- Derakhti, M., & Kirby, J. (2014). Bubble entrainment and liquid–bubble interaction under unsteady breaking waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 761, pp. 464-506.
- Deshpande, S., & Trujillo, M. (2013). Distinguishing features of shallow angle plunging jets. *Physics of Fluids*, 25(082103).
- Deshpande, S., Anumolu, L., & Trujillo, M. (2012). Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computational Science & Discovery*(5), p. 014016 (36pp).
- Deshpande, S., Trujillo, M., Wu, X., & Chahine, G. (2012). Computational and experimental characterization of a liquid jet plunging into a quiescent pool at shallow inclination. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 34, pp. 1-14.
- Elliott, J., & Smolarkiewicz, P. (2002). Eddy resolving simulations of turbulent solar convection. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 39(9), pp. 855-864.
- Epicum, S., Lodomez, M., Savatier, J., Archambeau, P., Dewals, B., & Piroton, M. (2016). Physical Modeling of an Aerating Stepped Spillway. *6th International*

Symposium on Hydraulic Structures: Hydraulic Structures and Water System Management.

- Ervin, D., & Falvey, H. (1987). Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools, Part 2. *Proc. Instn Civ. Engrs*(83), pp. 295-314.
- Ervin, D., McKeogh, E., & Elsayy, E. (1980). Effect of Turbulence Intensity on the rate of Air Entrainment by Plunging Water Jets. *Proc. Instn Civ. Engrs*, (pp. 425-445).
- Falvey, H. (1980). *Air-Water Flow in Hydraulic Structures*. Engineering Monograph No. 41, United States Department of the Interior, Water and Power Resources Service.
- Falvey, H. (1990). *Cavitation in chutes and spillways*. Engineering Monograph No. 42, United States Department of the Interior, Water and Power Resources Service.
- FOAM-U. (2019). *FOAM-U*. Consulté le mars 7, 2019, sur <http://foam-u.fr/>
- Frederix, E., Mathur, A., Dovizio, D., Geurts, B., & Komen, E. (2018). Reynolds-averaged modeling of turbulence damping near a large-scale interface in two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*(333), pp. 122–130.
- Fröhlich, J., & von Terzi, D. (2008). "Hybrid LES/RANS methods for simulation of turbulent flows". *Progress in Aerospace Sciences*, 44(5), 349-377.
- Gada, V., Tandon, M., Elias, J., Vikulov, R., & Lo, S. (2017). A large scale interface multi-fluid model for simulating multiphase flows. *Applied Mathematical Modelling*, 44, pp. 189-204.
- Gonzalez, C. (2005). *An Experimental Study of Free-surface Aeration on Embankment Stepped Chutes*. Brisbane: Ph.D. Thesis, Department of Civil Engineering, The University of Queensland, Australia.
- Gonzalez, C., & Chanson, H. (2008). Turbulence and cavity recirculation in air–water skimming flows on a stepped spillway. *Journal of Hydraulic Research*, 46(1), pp. 65-72.
- Gore, R., & Crowe, C. (1989). Effect of particle size on modulating turbulence intensity. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(2), pp. 279-285.
- Greenshields, C. (2014, Février 17). *OpenFOAM 2.3.0: Multiphase Modelling*. Consulté le Février 8, 2019, sur <https://openfoam.org/release/2-3-0/multiphase/>.
- Greenshields, C. (2018). *Funding OpenFOAM in 2019*. Consulté le mars 7, 2019, sur The OpenFoam Foundation: <https://openfoam.org/news/funding-2019/>
- Gualtieri, C., & Chanson, H. (2007). Clustering Process Analysis in a Large-Size Dropshaft and in a Hydraulic Jump. *Proceedings of the 32nd IAHR Biennial Congress*. Venice, Italy.
- Hager, W. (1999). *Wastewater Hydraulics - theory and practice*. Heidelberg: Springer.
- Hager, W., & Schleiss, A. (2009). *Constructions Hydrauliques - écoulements stationnaires* (Vol. 15). Lausanne: Presses polytechniques et universitaires romandes.

- Hänsch, S., Lucas, D., Krepper, E., & Höhne, T. (2012). A multi-field two-fluid concept for transitions between different scales of interfacial structures. *International Journal of Multiphase Flow*, 47, pp. 171–182.
- Harten, A. (1997). High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. *Journal Of Computational Physics*, 135, 260-278.
- Heller, V. (2011). Scale effects in physical hydraulic engineering models. *Journal of Hydraulic Research*, 49(3), pp. 293-306.
- Hirsch, C. (2007). *Numerical Computation of Internal and External Flows. Volume 1: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics* (éd. 2e). Elsevier.
- Hirt, C. (2003). *Modeling turbulent entrainment of air at a free surface*. Flow Science, Inc.
- Hirt, C., & Nichols, B. (1981). "Volume of fluid method for dynamics of free boundaries". *J. Comput. Phys.*, 39, 201–221.
- Höhne, T., & Hänsch, S. (2015). A droplet entrainment model for horizontal segregated flows. *Nuclear Engineering and Design*, 286, pp. 18-26.
- Höhne, T., & Mehlhoop, J. (2014). Validation of closure models for interfacial drag and turbulence in numerical simulations of horizontal stratified gas–liquid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 62, pp. 1-16.
- Höhne, T., & Vallée, C. (2010). Experiments and numerical simulations of horizontal two phase flow regimes using an interfacial area density model. *Journal of Computational Multiphase Flows*, 2(3), pp. 131-143.
- Hsiao, C., Wu, X., Ma, J., & Chahine, G. (2013). Numerical and experimental study of bubble entrainment due to a horizontal plunging jet. *International Shipbuilding Progress*, 60, pp. 435-469.
- Hussein, H., Capp, S., & George, W. (1994). Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258, pp. 31-75.
- Isenmann, G. (2016). *Approche Euler – Lagrange Pour La Modelisation Du Transport Solide Dans Les Ouvrages De Decantation*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, Strasbourg.
- Ishii, M. (1975). *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*. Paris: Eyrolles.
- Ishii, M., Kim, S., & Kelly, J. (2005). Development Of Interfacial Area Transport Equation. *Nuclear Engineering And Technology*, 37(6), pp. 525-536.
- Issa, R. (1985). "Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting". *Journal Of Computational Physics*, 62, 40-65.
- Jasak, H. (1996). *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows*. London: Ph.D. Thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, U.K.
- Jasak, H., Weller, H., & Gosman, A. (1999). High Resolution NVD Differencing Scheme For Arbitrarily Unstructured Meshes. *International Journal For Numerical Methods In Fluids*, 31, pp. 431-449.
- Kalinske, A. (1940). *Hydraulics of vertical drain and overflow pipes*. Studies in Engineering, University of Iowa.

- Kang, K. (2015). *Dynamic Analysis Of Vertical Stormwater Storage Systems*. Master's Thesis, Ryerson University, Toronto.
- Kantarci, N., Borak, F., & Ulgen, K. (2005). Bubble column reactors. *Process Biochemistry*, 40, pp. 2263-2283.
- Kelly, R., Jemcov, A., Rida, S., & Mahapatra, D. (2018). Performance Assessment of a Two-Equation Very Large Eddy Simulation (VLES) Model. *AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Kissimmee, Florida.
- Kendil, F., Krepper, E., Salah, A., Lucas, D., & Mataoui, A. (2011). Numerical study of a bubble plume generated by bubble entrainment from an impinging jet. *Nuclear Engineering and Design*, 241, pp. 4111-4121.
- Kendil, F., Salah, A., & Mataoui, A. (2010). Assessment Of Three Turbulence Model Performances In Predicting Water Jet Flow Performances In Predicting Water Jet Flow. *Nuclear Technology & Radiation Protection*, 25(1), pp. 13-22.
- Khezzar, L., Kharoua, N., & Kiger, K. (2015). Large Eddy Simulation of rough and smooth liquid plunging jet processes. *Progress in Nuclear Energy*, 85, pp. 140-155.
- Kiger, K., & Duncan, J. (2012). Air-Entrainment Mechanisms in Plunging Jets and Breaking Waves. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44, pp. 563-596.
- Kim, J., Moin, P., & Moser, R. (1987). Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 177, pp. 133-166.
- Kobus, H. (1984). Local Air Entrainment and Detrainment. *Proc. IAHR Symposium on scale effects in modelling hydraulic structures*, (pp. 4.10-1-10). Esslingen, Germany.
- Krepper, E., Lucas, D., Frank, T., Prasser, H., & Zwart, P. (2008). The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows. *Nuclear Engineering and Design*, 238, pp. 1690-1702.
- Lahey, R. (2005). The simulation of multidimensional multiphase flows. *Nuclear Engineering and Design*, 235, pp. 1043-1060.
- Lakehal, D. (2018). Status and future developments of Large-Eddy Simulation of turbulent multi-fluid flows (LEIS and LESS). *International Journal of Multiphase Flow*, 104, pp. 322-337.
- Launder, B., & Sharma, B. (1974). Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2), pp. 131-138.
- Leonard, B. (1991). The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88, pp. 17-74.
- Lilly, D. (1992). A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Physics of Fluids*, 4, pp. 633-635.
- Liu, Z.-P., Guo, X.-L., Xia, Q.-F., Fu, H., Wang, T., & Dong, X.-L. (2018). Experimental and Numerical Investigation of Flow in a Newly Developed Vortex Drop Shaft Spillway. *Journal of Hydraulic Engineering*, 144(5).

- Lo, S. (1998). *Modeling of bubble breakup and coalescence with the MUSIG model*. AEA Technical Report.
- Lopes, P., Leandro, J., & Carvalho, R. (2017). Self-Aeration Modelling Using a Sub-Grid Volume-Of-Fluid Model. *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation*, 18(7-8), pp. 559-574.
- Lopes, P., Leandro, J., Carvalho, R., & Bung, D. (2017). Alternating skimming flow over a stepped spillway. *Environmental Fluid Mechanics*, 17(2), pp. 303-322.
- Lopes, P., Tabor, G., Carvalho, R., & Leandro, J. (2016). Explicit calculation of natural aeration using a Volume-of-Fluid model. *Applied Mathematical Modelling*, 40, pp. 7504-7515.
- Lorenceanu, E., Quéré, D., & Eggers, J. (2004). Air entrainment by a viscous jet plunging into a bath. *Physical Review Letters*, 93(254501).
- Lubin, P., & Chanson, H. (2017). Are breaking waves, bores, surges and jumps the same flow? *Environmental Fluid Mechanics*, 17(1), pp. 47-77.
- Ma, J., Oberai, A., Drew, D., Lahey Jr., R., & Moraga, F. (2010). A quantitative sub-grid air entrainment model for bubbly flows – plunging jets. *Computers & Fluids*, 39, pp. 77-86.
- Ma, J., Oberai, A., Drew, D., Lahey, R., & Hyman, M. (2011a). A Comprehensive Sub-Grid Air Entrainment Model for RaNS Modeling of Free-Surface Bubbly Flows. *The Journal of Computational Multiphase Flows*, 3(1), pp. 41-56.
- Ma, J., Oberai, A., Hyman, M., Drew, D., & Lahey Jr., R. (2011c). Two-Fluid Modeling of Bubbly Flows around Surface Ships Using a Phenomenological Subgrid Air Entrainment Model. *Computers and Fluids*, 52, pp. 50-57.
- Ma, J., Oberai, A., Lahey Jr., R., & Drew, D. (2011b). Modeling Air Entrainment and Transport in a Hydraulic Jump using Two-Fluid RANS and DES Turbulence Models. *Heat and Mass Transfer*, 47(8), pp. 911-919.
- Ma, Y., Zhu, D., & Rajaratnam, N. (2016). Air Entrainment in a Tall Plunging Flow Dropshaft. *Journal of Hydraulic Engineering*, 10(142).
- Ma, Y., Zhu, D., Yu, T., & Liu, Y. (2018). Assessing the effectiveness of an airshaft for dropshaft air re-circulation and depressurization. *Journal of Hydro-environment Research*(18), pp. 49-62.
- Manninen, M., Taivassalo, V., & Kallio, S. (1996). *On the mixture model for multiphase flow*. Technical Research Centre of Finland. VTT Publications.
- Marquet, G. (1953). Entraînement d'air par un écoulement en conduite verticale. Application aux puits d'adductions secondaires. *Proceedings Minnesota International Hydraulics Convention*.
- Marschall, H. (2011). *Towards the Numerical Simulation of Multi-Scale Two-Phase Flows*. PhD Thesis, Technische Universität München.
- Marschall, H., Boden, S., Lehrenfeld, C., Falconi, C., Hampel, U., Reusken, A., . . . Bothe, D. (2014). Validation of Interface Capturing and Tracking techniques with different surface tension treatments against a Taylor bubble benchmark problem. *Computers & Fluids*, 102, pp. 336-352.

- Matos, J. (2001). Onset of Skimming Flow on Stepped Spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127(6), pp. 519-521.
- Matos, J., Sánchez-Juny, M., Quintela, A., & Dolz, J. (1999). Characteristic depth and pressure profiles in skimming flow over stepped spillways. *IAHR Congress*. Graz, Austria.
- McKeogh, E., & Ervine, D. (1981). Air Entrainment Rate And Diffusion Pattern Of Plunging Liquid Jets. *Chemical Engineering Science*, 36, pp. 1161-1172.
- Meireles, I., & Matos, J. (2009). Skimming flow in the nonaerated region of stepped spillways over embankment dams. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135(12).
- Menter, F. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA-Journal*, 32(8), pp. 269-289.
- Menter, F., & Egorov, Y. (2007). Formulation of the Scale-Adaptive Simulation (SAS) Model during the DESIDER Project. Dans W. Haase, M. Braza, & A. Revell (Éds.), *DESider – A European Effort on Hybrid RANS-LES Modelling* (pp. 51-62). Springer.
- Menter, F., Kuntz, M., & Langtry, R. (2003). "Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model". *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, 4.
- Mer, S., Praud, O., Neau, H., Merigoux, N., Magnaudet, J., & Roig, V. (2018). The emptying of a bottle as a test case for assessing interfacial momentum exchange models for Euler–Euler simulations of multi-scale gas-liquid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 106, pp. 109-124.
- Mirjalili, S., Jain, S., & Dodd, M. (2017). Interface-capturing methods for two-phase flows: An overview and recent developments. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, pp. 117-135.
- Moraga, F., Carrica, P., Drew, D., & Lahey Jr., R. (2008). A sub-grid air entrainment model for breaking bow waves and naval surface ships. *Computers and Fluids*, 37, pp. 281-298.
- Nikseresht, A., Talebbeydokhti, N., & Rezaei, M. (2013). "Numerical Simulation of two-phase flow on step-pool spillways". *Scientia Iranica*, 20(2), 222 - 230.
- Nobusawa, Y., Nishimura, H., Yoshikawa, S., Katou, M., Ikenaga, H., & Nihei, I. (2010). Research on the Adaptability of Helicoidal-Ramp Type Drop Shafts. *NOVATECH*. Lyon: GRAIE.
- Oguz, H., & Prosperetti, A. (1990). Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 219, pp. 143-179.
- Ohtsu, I., Yasuda, Y., & Takahashi, M. (2004). Flow Characteristics of Skimming Flows in Stepped Channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(9).
- Panchapakesan, N., & Lumley, J. (1993). Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246, pp. 197-223.
- Pfister, M., & Chanson, H. (2014). Two-phase air-water flows: Scale effects in physical modelling. *Journal of Hydrodynamics*, 26(2), pp. 291-298.
- Pochet, H. (1983). Etudes sur modèle réduit des dispositifs de dégazage dans les puits de mise en charge. *La Houille Blanche*, 4(3).

- Pope, S. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Qu, X., Goharzadeh, A., Khezzar, L., & Molki, A. (2013). Experimental characterization of air-entrainment in a plunging jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44, pp. 51-61.
- Qu, X., Khezzar, L., & Li, Z. (2012). The impact and air entrainment process of liquid plunging jets. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part E : Journal of Process Mechanical Engineering*, (pp. 238-249).
- Qu, X., Khezzar, L., Danciu, D., Labois, M., & Lakehal, D. (2011). Characterization of plunging liquid jets: A combined experimental and numerical investigation. *International Journal of Multiphase Flow*, 37, pp. 722-731.
- Rao, N., & Kobus, H. (1974). Characteristics of Self-Aerated Free-Surface Flows. *Water and Waste Water/Current Research and Practice*, 10.
- Reitz, R., & Bracco, F. (1986). Mechanisms of breakup of round liquid jets. Dans N. Cheremisinoff, *Encyclopedia of Fluid Mechanics: Gas-liquid flows*. Gulf Publishing Company.
- Roenby, J., Bredmose, H., & Jasak, H. (2016). A computational method for sharp interface advection. *R.Soc. open sci.*, 3.
- Rusche, H. (2002). *Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions*. London: Ph.D. thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, U.K.
- Saber, A., Lundström, T., & Hellström, J. (2015). Turbulent Modulation in Particulate Flow: A Review of Critical Variables. *Engineering*, 7, pp. 597-609.
- Schaer, N. (2018). *Modélisation des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, Strasbourg.
- Schiller, L., & Naumann, A. (1933). Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung (On the basic calculations in gravity processing). *Z. Vereins deutscher Ing.*, 12(77), pp. 318-320.
- Schmidtke, M., & Lucas, D. (2009). CFD Approaches for Modelling Bubble Entrainment by an Impinging Jet. *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2009.
- Shih, T., Liou, W., Shabbir, A., Yang, Z., & Zhu, J. (1994). *A New k-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows-Model Development and Validation*. NASA Lewis Research Center, Cleveland.
- Shonibare, O., & Wardle, K. (2015). Numerical Investigation of Vertical Plunging Jet Using a Hybrid Multifluid-VOF Multiphase CFD Solver. *International Journal of Chemical Engineering*.
- Simões, L., Schulz, H., Lobosco, R., & Porto, R. (2012). "Stepped Spillways: Theoretical, Experimental and Numerical Studies". In P. H. Schulz (Ed.), *Hydrodynamics - Natural Water Bodies* (pp. 237-262). Intech Open.
- Škerlavaj, A., Škerget, L., Ravnik, J., & Lipej, A. (2014). Predicting free-surface vortices with single-phase simulations. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 8(2), pp. 193-210.
- Smagorinsky, J. (1963). General Circulation Experiments with the Primitive Equation: I. the Basic Equations. *Monthly Weather Review*, 91, pp. 99-164.

- Sussman, M., Smereka, P., & Osher, S. (1994). A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114, pp. 146-159.
- The OpenFOAM Foundation. (2018). *OpenFOAM v5 User Guide*. Consulté le Mars 26, 2019, sur <https://cfd.direct/openfoam/user-guide>
- Toffoli, A., Babanin, A., Onorato, M., & Waseda, T. (2010). Maximum steepness of oceanic waves: Field and laboratory experiments. *Geophysical Research Letters*, 37(5).
- Toombes, L. (2002). *Experimental Study Of Air-Water Flow Properties On Low-Gradient Stepped Cascades*. Brisbane: Ph.D Thesis, The University Of Queensland, Australia.
- Toro, J., Bombardelli, F., & Paik, J. (2017). Detached Eddy Simulation of the Nonaerated Skimming Flow over a Stepped Spillway. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(9).
- Toro, J., Bombardelli, F., Paik, J., Meireles, I., & Amador, A. (2016). "Characterization of turbulence statistics on the non-aerated skimming flow over stepped spillways: a numerical study". *Environ. Fluid Mech.*, 16, 1195-1221.
- Ubbink, O., & Issa, R. (1999). A Method for Capturing Sharp Fluid Interfaces on Arbitrary Meshes. *Journal of Computational Physics*, 153, pp. 26-50.
- Valero, D., & Bung, D. (2016). Development of the interfacial air layer in the non-aerated region of high-velocity spillway flows. Instabilities growth, entrapped air and influence on the self-aeration onset. *International Journal of Multiphase Flow*, 84, pp. 66-74.
- Valero, D., & Bung, D. (2018). Reformulating self-aeration in hydraulic structures: Turbulent growth of free surface perturbations leading to air entrainment. *International Journal of Multiphase Flow*, 100, pp. 127-142.
- Valero, D., & Garcia-Bartual, R. (2016). Calibration of an Air Entrainment Model for CFD Spillway Applications. In P. Gourbesville, J. Cunge, & G. Caignaert (Ed.), *Advances in Hydroinformatics: SIMHYDRO 2014* (pp. 571–582). Singapore: Springer Water.
- Van Alwon, J., Borman, D., Sleigh, A., & Kapur, N. (2017). Experimental and numerical modelling of aerated flows over stepped spillways. *E-proceedings of the 37th IAHR World Congress*. Kuala Lumpur, Malaysia.
- Viparelli, M. (1954). Trasporto di aria da parte di correnti idriche in condotti chiusi. *L'Energia Elettrica*.
- Viparelli, M. (1961). Les courants d'air et d'eau dans les puits verticaux. *La Houille Blanche*(6), 857-869.
- Volkart, P. (1980). The Mechanism Of Air Bubble Entrainment In Self-Aerated Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 6, pp. 411-423.
- Volkart, P. (1980). The mechanism of air bubble entrainment in the self-aerated flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 6, pp. 411-423.
- Wacławczyk, T., & Koronowicz, T. (2008). Comparison Of Cicsam And Hric High-Resolution Schemes For Interface Capturing. *Journal Of Theoretical And Applied Mechanics*, 46(2), pp. 325-345.

- Wardle, K., & Weller, H. (2013). Hybrid Multiphase CFD Solver for Coupled Dispersed/Segregated Flows in Liquid-Liquid Extraction. *International Journal of Chemical Engineering*.
- Weller, H., Tabor, G., Jasak, H., & Fureby, C. (1998). A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers In Physics*, 12(6), pp. 620-631.
- Wilcox, D. (2008). Formulation of the k-Omega Turbulence Model Revisited. *AIAA Journal*, 46(11), pp. 2823-2838.
- Wood, I. (1991). *Air Entrainment in Free-Surface Flows*. Rotterdam, The Netherlands: Balkema Publ.
- Wu, Q., Kim, S., & Ishii, M. (1998). One-group interfacial area transport in vertical bubbly flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(8-9), pp. 1103-1112.
- Yakhot, V., Orszag, S., Thangam, S., Gatski, T., & Speziale, C. (1992). Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids*, 4(7), pp. 1510-1520.
- Yin, Z., Jia, Q., Li, Y., Wang, Y., & Yang, D. (2018). Computational Study of a Vertical Plunging Jet into Still Water. *Water*, 10(989).
- Yuan, Z., & Michaelides, E. (1992). Turbulence Modulation in particulate flows - A theoretical approach. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5), pp. 779-785.
- Zalesak, S. (1979). "Fully multidimensional Flux-Corrected Transport algorithms for fluids". *Journal of Computational Physics*, 31, 335-362.
- Zhan, J., Zhang, J., & Gong, Y. (2016). "Numerical investigation of air-entrainment in skimming flow over stepped spillways". *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 6, 139–142.
- Zhang, G., & Chanson, H. (2018). Air-water flow properties in stepped chutes with modified step and cavity geometries. *International Journal of Multiphase Flow*, 99, pp. 423-436.
- Zhang, G., & Chanson, H. (2016). Hydraulics Of The Developing Flow Region Of Stepped Spillways. Part II: Pressure And Velocity Fields. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142(7).
- Zhang, G., Valero, D., Bung, D., & Chanson, H. (2018). On the estimation of free-surface turbulence using ultrasonic sensors. *Flow Measurement and Instrumentation*, 60, pp. 171-184.
- Zhang, W., Wang, J., Zhou, C., Dong, Z., & Zhou, Z. (2018). Numerical Simulation of Hydraulic Characteristics in a Vortex Drop Shaft. *Water*, 10(0).
- Zhao, L., Andersson, H., & Gillissen, J. (2010). Turbulence modulation and drag reduction by spherical particles. *Physics of Fluids*, 22.
- Zhu, Y., Oguz, H., & Prosperetti, A. (2000). On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 404, pp. 151-177.

ANNEXES

Annexe 1 : Aspects numériques

La résolution numérique des systèmes d'équations dérivées pour les solveurs *interFoam* et *vofTfmFoam* implique la discrétisation du domaine de calcul et des champs des variables que l'on envisage résoudre, ainsi que la linéarisation des équations de conservation. Dans ce but, on emploie dans OpenFOAM® la méthode des volumes finis, qui consiste à la segmentation du domaine en volumes de contrôle, ou cellules, au sein desquels on peut appliquer les intégrales spatiales et temporelles des équations partielles différentielles qui régissent les écoulements des fluides incompressibles. Les détails concernant la discrétisation des différents composants des équations différentielles partielles à résoudre dépassent la portée de cette thèse, et peuvent être trouvées dans Jasak (1996). On estime néanmoins important de mieux détailler les méthodes numériques employées pour la résolution des équations.

Le phénomène de transport pour une variable arbitraire ψ peut être décrit de manière générique par l'Eq. (95), où sont représentés, respectivement de la gauche vers la droite, les termes de dérivée temporelle, de convection, de diffusion et de source de ψ .

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\psi) - \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) = S_\psi(\psi) \quad (95)$$

Où Γ_ψ représente le coefficient de diffusion de ψ . L'intégrale spatio-temporelle de l'Eq. (95) peut ainsi être écrite dans l'Eq. (96).

$$\begin{aligned} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \psi \, dV + \iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{u}\psi) \, dV - \iiint_V \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) \, dV \right] dt \\ = \int_t^{t+\Delta t} \left[\iiint_V S_\psi(\psi) \, dV \right] dt \end{aligned} \quad (96)$$

➤ Discrétisation dans l'espace

On regroupe les expressions discrétisées de l'intégrale volumétrique de chaque terme des équations de transport dans le Tableau 6, où on dénote le flux $F_L = \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{u}_f$

à travers chaque face f des cellules d'aire S_f . Les indices P , N et f font référence aux valeurs des variables respectivement dans le point central de la cellule d'intérêt P , dans le centre de la cellule voisine N (*neighbour*), et dans le centre de la face f qui relie ces deux cellules (Figure 92). Le terme source est reparti dans une partie constante S_u et une partie linéairement dépendante S_p de la variable ψ .

Tableau 6 - Synthèse des termes discrétisés

Phénomène	Terme original	Expression discrétisée
Gradient	$(\nabla\psi)_P$	$\frac{1}{V_P} \sum_f S_f \psi_f$
Convection	$\iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{u}\psi) dV$	$\sum_f F_L \psi_f$
Diffusion	$\iiint_V \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) dV$	$\sum_f (\Gamma_\psi)_f S_f \cdot (\nabla\psi)_f$
Source	$\iiint_V S_\psi(\psi)$	$S_u V_P + S_p V_P \psi_P$

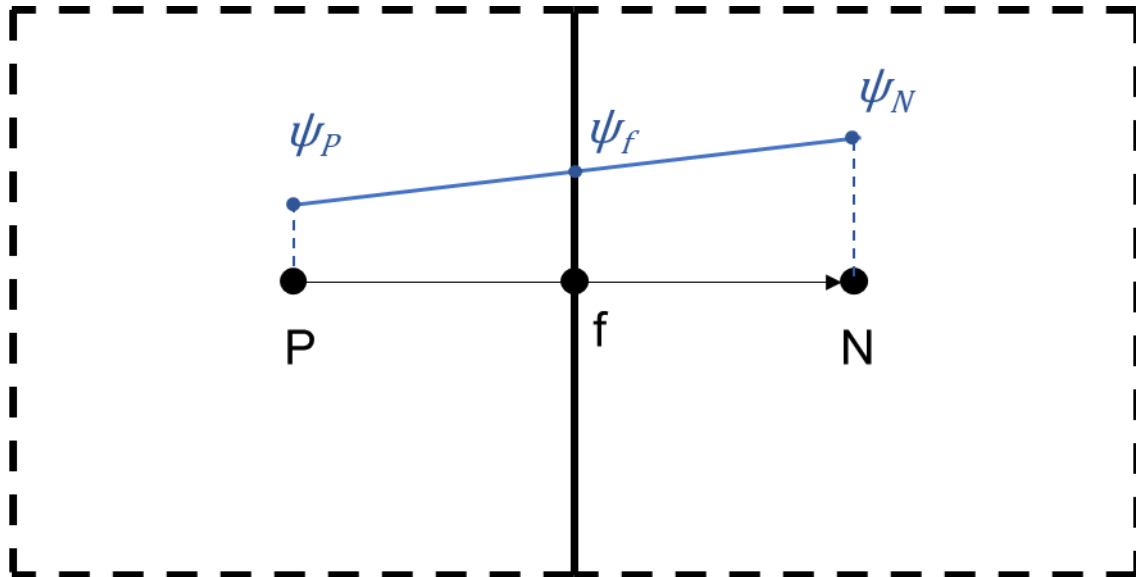


Figure 92 - Schéma des cellules P et N partageant une face f

Dans le cas de la plateforme OpenFOAM®, les valeurs des variables sont enregistrées dans les centres des cellules (*co-located grid*). L'obtention des valeurs ψ_f se fait alors à l'aide d'un schéma d'interpolation (conventionnellement déduit à partir

d'un développement de Taylor autour du centre de la face f), qui doit être sélectionné par l'utilisateur à chaque simulation. On dispose d'une large gamme de choix, répandant dès les plus simples comme le schéma amont de premier ordre, le linéaire central de deuxième ordre, ainsi que des schémas hybrides de type TVD (*Total Variation Diminishing*), qui limitent la diffusion numérique tout en maintenant bornée la valeur de ψ .

On synthétise dans le Tableau 7 les schémas d'interpolation sélectionnés pour chaque terme au cours de la thèse.

Tableau 7 - Liste des schémas d'interpolation employés

Terme	Phénomène	Schéma	Notation OpenFOAM®
$(\nabla\psi)$	Gradients	Second ordre central	<i>linear</i>
$\nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u}$	Convection \mathbf{u}	Second ordre amont	<i>linearUpwind</i>
$\nabla \cdot \mathbf{u}\alpha$	Convection α	TVD Van Leer	<i>vanLeer</i>
$\nabla \cdot (\mathbf{u}_c \alpha (1 - \alpha))$	Convection « Compression d'interface »	Second ordre central	<i>linear</i>
$\nabla \cdot \mathbf{u}k ; \nabla \cdot \mathbf{u}\omega ; \nabla \cdot \mathbf{u}\varepsilon$	Convection k, ω, ε	Premier ordre amont	<i>upwind</i>
$\nabla \cdot ((\mu + \mu_t)\nabla\mathbf{u})$	Diffusion \mathbf{u}	Second ordre central	<i>linear</i>

Le choix des schémas d'interpolation pour les termes convectifs des équations de conservation est à chaque fois réalisé dans l'objectif de mieux optimiser le compromis entre la stabilité et la précision du calcul. Pendant que les schémas d'ordre plus bas comme le schéma amont sont très stables et inconditionnellement bornés, ils présentent aussi une très forte diffusion, nuisant ainsi à la qualité des résultats Hirsch (2007). D'un autre côté, les schémas d'ordre supérieur sont beaucoup moins diffusifs, mais potentiellement non-bornés, pouvant générer des pics des valeurs menant à la divergence du calcul. Ainsi, pour éviter au maximum une génération artificielle de diffusion dans le champ de vitesses, on a sélectionné un schéma de second ordre biaisé à l'amont, qui selon The OpenFOAM Foundation (2018) est moins susceptible de présenter des valeurs non-bornés que le schéma central traditionnel. Dans le cas

des variables issues des modèles de turbulence, on privilégie plutôt la stabilité de la solution en adoptant le schéma amont de premier ordre.

Finalement, la sélection des schémas d'interpolation des fonctions de fraction volumique et de compression d'interface a en pratique peu d'importance. L'utilisation du limiteur MULES, conçu et implémenté dans OpenFOAM Damian (2013) à partir du travail de Zalesak (1979), dans la résolution de la fonction de transport de α préserve ses valeurs bornées entre les limites 0 et 1. En même temps, le terme de compression d'interface agit en faveur de la limitation de la diffusion numérique de α . Lors du calcul d'écoulements en régime dispersé par le solveur *voFmFoam*, la compression d'interface est éteinte, et la diffusion artificielle de la fonction α est à nouveau dépendante du choix du schéma d'interpolation. Dans ce cas, on a employé le schéma TVD de Van Leer, qui limite raisonnablement la diffusion numérique.

➤ Discretisation temporelle

L'intégration temporelle a été au cours de cette thèse employée avec un schéma de premier ordre d'approximation, où la variation temporelle de ψ_f et $(\nabla\psi)_f$ est négligée. La forme discrétisée finale de l'Eq. (96) prend ainsi la forme de l'Eq. (97).

$$\frac{\psi_P^{t_n} - \psi_P^{t_{n-1}}}{\Delta t} V_P + \sum_f F_L \psi_f - \sum_f (\Gamma_\psi)_f \mathbf{S}_f \cdot (\nabla\psi)_f = S_u V_P + S_p V_P \psi_P \quad (97)$$

Où les indices t_n et t_{n-1} indiquent respectivement la valeur des variables lors du temps actuel et du pas de temps précédent. L'Eq. (97) ne peut pas encore être résolue à cet état, puisqu'il faut attitrer l'indice temporel pour ψ dans les termes de convection, diffusion et source. Le schéma d'Euler explicite préconise l'utilisation des valeurs dans le temps t_{n-1} , qui sont déjà connues. De cette façon, on arriverait à calculer la nouvelle valeur de ψ entièrement en fonction du pas de temps précédent. Cependant, ceci introduit la condition du nombre *CFL* (d'après Courant, et al. (1928), Eq. (98)), qui doit rester égale ou inférieure à 1 pour garantir la stabilité du calcul Hirsch (2007).

$$CFL = \frac{U\Delta x}{\Delta t} \quad (98)$$

Dans un maillage unidimensionnel, fixe et uniforme dont les cellules ont la taille Δx et une où l'écoulement possède une vitesse U variable, la condition du $CFL \leq 1$ requiert un avancement temporel Δt limité par la vitesse maximale dans le domaine.

Pour contourner cette contrainte, on retrouve implémentée dans OpenFOAM® seule la variante implicite du schéma d'Euler, qui introduit dans l'Eq. (97) les valeurs de ψ au temps t_n . Ceci génère ainsi un système linéaire d'équations sous la forme de l'Eq. (99), qui peut être résolu avec une méthode itérative convenable (*Jacobi*, *Gauss-Seidel*, entre autres).

$$[\mathbf{A}]_{w \times w} [\boldsymbol{\psi}]_w = [\mathbf{R}]_w \quad (99)$$

Où $[\boldsymbol{\psi}]_w$ est le vecteur des valeurs ψ au centre de chaque volume fini dans le maillage composé de w cellules et $[\mathbf{R}]_w$ le vecteur des termes source. La matrice carrée $[\mathbf{A}]_{w \times w}$ regroupe les coefficients multiplicateurs à chaque cellule, obtenus à partir des termes de l'Eq. (97), des schémas d'interpolation sélectionnés et des conditions aux limites du domaine de calcul. Le produit entre la matrice $[\mathbf{A}]_{w \times w}$ et le vecteur $[\boldsymbol{\psi}]_w$ peut être réparti dans les composantes diagonale $[\mathbf{D}]_{w \times w}$ et hors-diagonale $[\mathbf{HD}]_{w \times w}$. Pour une cellule arbitraire P , la valeur de ψ_P sera multipliée par le coefficient a_P appartenant à $[\mathbf{D}]_{w \times w}$, dont la somme avec les termes $a_N \psi_N$ issus de chacune des cellules voisines doit correspondre au terme source local R_P (Eq. (100)).

$$a_P \psi_P^{t_n} + \sum_N a_N \psi_N^{t_n} = R_P \quad (100)$$

➤ Procédures de résolution

La discussion menée jusqu'ici a établi les bases pour la discrétisation, linéarisation et résolution d'une équation différentielle partielle (EDP). Cependant, la modélisation des écoulements diphasiques requiert la résolution simultanée de tout un système d'EDPs, contenant les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement, ainsi que le transport de la fonction de fraction volumique et des variables issues des modèles de turbulence. De cette façon, le développement de nouvelles équations implémentant le couplage des EDPs originales se fait nécessaire.

Pour les écoulements monophasiques de fluides incompressibles, on obtient avec le couplage des équations de continuité et de quantité de mouvement les équations présentées dans le Tableau 8.

Tableau 8 - Système d'équations couplées

Libellée	Forme discrétisée autour de la cellule P
<i>Momentum predictor</i>	$a_p U_p = H(U) - \sum_f \mathbf{S}_f(p)_f$
Equation de la pression	$\sum_f \mathbf{S}_f \left[\left(\frac{1}{a_p} \right)_f (\nabla p)_f \right] = \sum_f \mathbf{S}_f \left(\frac{H(U)}{a_p} \right)_f$
Correction des vitesses	$U_p = \frac{H(U)}{a_p} - \frac{1}{a_p} \nabla p$
Correction des flux	$F_L = \mathbf{S}_f \cdot \left[\left(\frac{H(U)}{a_p} \right)_f - \left(\frac{1}{a_p} \right)_f (\nabla p)_f \right]$

Où le terme $H(U)$ représente la somme de $-\sum_N a_N \psi_N^{t_n}$ (Eq. (100) avec les termes source. Plus notamment, la forme finale de l'équation de la pression est obtenue en imposant la condition de divergent nul du champ de vitesses. De cette façon, la résolution réussie de l'équation de la pression implique également l'imposition du principe de conservation de la masse.

Dans OpenFOAM®, la plupart des modèles d'écoulements transitoires de fluides incompressibles est réalisée avec l'algorithme procédural appelé PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) proposé par Issa (1985) et décrit en détails par Jasak (1996) dans le cas monophasique. Ceci consiste à la résolution ordonnée des équations présentées dans le Tableau 8, synthétisée dans la Figure 93. Un certain nombre d'itérations des étapes 2 et 3 est nécessaire pour une plus importante précision du résultat final. Ces itérations visent à minimiser la source d'erreurs non-linéaire issue du fait que l'équation de pression est résolue avec un terme $H(U)$ obtenu avec le champ de pression calculé lors d'une itération précédente. Ainsi, l'application d'un nombre suffisant de $nCorrectors$ remédie cette imprécision.

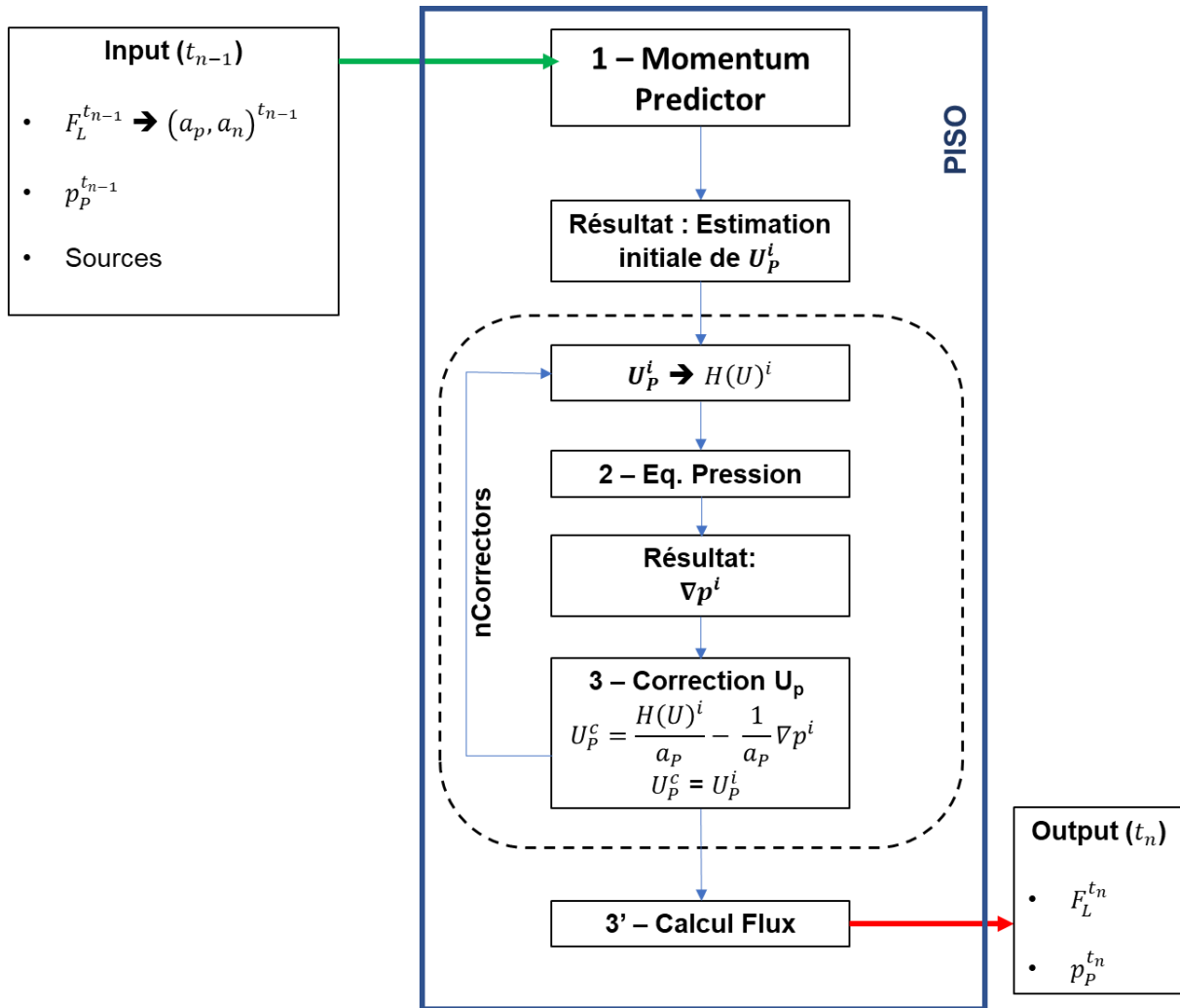


Figure 93 - Algorithme PISO (monophasique)

La solution d'un modèle diphasique homogène (où les deux phases partagent le même champ de vitesses), tel que l'approche VOF implémentée dans le solveur *interFoam*, ressemble beaucoup à celle développée pour les modèles monophasiques. Evidemment, les équations du Tableau 8 devront inclure les termes source issus de la gravité et de la tension de surface, qui ne sont pas implémentées dans le cas monophasique incompressible. Le transport de la fraction volumique α est réalisé par ailleurs, avec la construction d'un système linéaire comme celui des Eqs. (99) et (100), à partir de la discrétisation des flux de α et de la vitesse de compression. La procédure de résolution MULES, détaillé par Damian (2013) est ainsi appliqué.

Dans le cas du solveur *vofTfmFoam*, basé sur l'approche TFM, l'existence d'un champ de vitesses pour chaque phase rend plus complexe la résolution du système. Ceci se traduit par l'existence de deux équations du type *momentum predictor* (cf. Tableau 8) et d'une seule équation de pression, qui est la même pour les deux fluides.

Or, l'équation de pression est dérivée à partir de l'équation de la continuité, et ici on en retrouve une pour chaque fluide. Selon Rusche (2002), la continuité globale du système diphasique peut être exprimée par une combinaison linéaire de chaque expression, telle que l'Eq. (101) (pour simplicité, les termes de compression d'interface sont omis).

$$\frac{\rho_1}{W_1} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\rho_1}{W_1} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_1 \alpha_1 + \frac{\rho_2}{W_2} \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\rho_2}{W_2} \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_2 \alpha_2 = 0 \quad (101)$$

Où W_1 et W_2 sont les facteurs de pondération des fluides 1 et 2. En appliquant les respectives valeurs de masse volumique aux facteurs de pondération, l'Eq. (101) devient l'équation de continuité volumétrique du mélange. Dans les systèmes diphasiques incompressibles, la somme des dérivées temporelles de chaque phase est nulle ; de l'Eq. (101) on peut alors écrire la continuité volumétrique du mélange dans sa forme discrétisée comme l'Eq. (102).

$$\sum_f F_{L,1} \alpha_{f,1} + F_{L,2} \alpha_{f,2} = 0 \quad (102)$$

Cette condition est alors insérée dans le développement de l'équation de la pression, et on obtient ainsi une nouvelle équation pour la pression du mélange diphasique à chaque volume de contrôle.

Comme dans le cas d'*interFoam*, le transport des fractions volumiques du solveur *vofTfmFoam* est assuré par l'algorithme MULES, qui par ailleurs garantit aussi que leur somme au sein de chaque cellule soit égale à 1.

Annexe 2 : Conditions aux limites

On présente ici les conditions aux limites employées dans les simulations réalisées le long de la thèse. Bien entendu, les conditions aux limites sont définies pour les surfaces du domaine faisant frontière entre l'intérieur et l'extérieur de l'espace virtuel où le calcul se déroule. Elles doivent ainsi être établies pour chaque variable en train d'être calculée, et de façon à mieux reproduire le comportement physique de l'écoulement. La plateforme OpenFOAM® offre un très large éventail de choix de conditions à imposer aux frontières du domaine, mais, dans la pratique, au moins dans les cas d'étude menés pendant cette thèse, nos besoins s'avèrent assez limités.

Il semble plus convenable de présenter les conditions limites employées de l'ensemble des variables par rapport à la réponse qu'elles génèrent dans l'écoulement. Dans la suite du manuscrit, toute référence aux conditions aux limites des simulations sera alors faite en évoquant son « nom », et ceci impliquera l'imposition des conditions aux variables listées dans le Tableau 9. De cette façon, lorsqu'on modélise une condition d'entrée, de sortie, ou autre, on vise à reproduire l'impact de ces conditions dans les champs de variables que l'on calcule dans l'écoulement.

Tableau 9 - Conditions aux limites le plus souvent imposées

<i>Nom</i>	<i>u</i>	<i>p</i>	<i>α</i>	<i>k, ϵ, ω</i>
Entrée	<i>fixedValue</i>	<i>fixedFluxPressure</i>	<i>fixedValue</i>	<i>fixedValue</i>
Sortie libre	<i>inletOutlet</i>	<i>fixedFluxPressure</i>	<i>zeroGradient</i>	<i>inletOutlet</i>
Parois	<i>fixedValue</i>	<i>fixedFluxPressure</i>	<i>zeroGradient</i>	<i>wallFunction</i>
Atmosphère	<i>pressureInletOutletVelocity</i>	<i>totalPressure</i>	<i>inletOutlet</i>	<i>inletOutlet</i>
Sortie pressurisée	<i>pressureInletOutletVelocity</i>	<i>totalPressure</i>	<i>inletOutlet</i>	<i>inletOutlet</i>

Les conditions sont présentées dans le Tableau 9 suivant la notation de la plateforme OpenFOAM®. La plupart des conditions ne représentent que les conditions aux limites traditionnelles de Dirichlet (imposant une valeur constante de la variable dans le temps), de von Neumann (qui impose une valeur constante du gradient de la variable) ou encore une combinaison des deux. Par exemple, lorsqu'on envisage modéliser un écoulement à surface libre, la condition « atmosphère » est généralement appropriée aux limites du domaine où il est plus probable que l'on

rencontre la phase gazeuse de l'écoulement. La surface libre est caractérisée par une l'imposition d'une pression statique constante de l'air dans l'eau, et ceci devrait être maintenu tout au long de la simulation. La maintenance de la pression statique à l'intérieur du domaine requiert que la condition « atmosphère » s'adapte en fonction de l'écoulement, fonctionnant comme une sortie d'air lorsque la pression de l'air dans le domaine augmente, et comme une entrée lorsque celle-ci diminue.

Ainsi, le couple *totalPressure* pour le champ de pression et *pressureInletOutletVelocity* pour le champ de vitesses vise à répondre à ce besoin. La condition *totalPressure* s'adapte en fonction de la direction du vecteur vitesse au niveau de la frontière. Lorsque l'air est en train de sortir du domaine, la pression p imposée sur la surface est constante (Dirichlet) et égale à la pression statique p_0 renseignée par l'utilisateur (en général $p_0 = 0$ Pa dans un repère manométrique). En même temps, la condition pour le champ de vitesses impose un gradient nul au niveau de la frontière (von Neumann). Quand, à l'envers, le vecteur vitesse au niveau de la surface pointe vers l'intérieur du domaine, la composante tangentielle du vecteur vitesse à la frontière devient nulle (Dirichlet), et $p = p_0 - 0,5 U^2$ (U étant la magnitude du vecteur \mathbf{u} , perpendiculaire à la frontière). La dépendance de la condition de pression à la vitesse permet une sorte d' « auto-ajustement » de la quantité d'air aspiré vers l'intérieur du domaine avec le gradient du champ de pression.

En ce qui concerne la fonction de fraction volumique α et les variables issues des modèles de turbulence, on applique la condition hybride *inletOutlet*, qui bascule entre les conditions de von Neumann lorsque l'écoulement est vers l'extérieur et de Dirichlet lorsque la direction de l'écoulement est vers l'intérieur du domaine. La valeur d'injection doit être spécifié et on impose la valeur de α correspondant à la phase air.

Dans le cas des parois, on impose tout simplement une valeur fixe nulle aux vecteurs vitesse, ainsi qu'à un gradient de pression et de fraction volumique égal à 0. La condition *fixedFluxPressure* employée correspond en effet à un gradient nul, mais sous une implémentation spécifique aux modèles diphasiques (contenant les termes de gravité, tension de surface et transfert interfacial de quantité de mouvement). Finalement, on impose aux variables issues des modèles de turbulence des lois de paroi de type haut-Reynolds (adaptées dans la plage $30 < y^+ < 300$).

Modélisation numérique d'écoulements turbulents avec entraînement d'air au sein d'ouvrages hydrauliques

Résumé

La dispersion de l'air dans l'eau est un phénomène observé fréquemment pour une large variété d'écoulements dans des structures hydrauliques, qu'elles soient naturelles ou conçues par l'homme. Or, la présence de bulles d'air immergées dans l'eau modifie de façon significative les caractéristiques de l'écoulement. Ces modifications peuvent être bénéfiques ou nuisibles selon la situation. En particulier, dans le contexte des milieux confinés des réseaux d'eaux urbains, l'évaluation du transport d'air est un facteur important pour le dimensionnement des ouvrages, tels que les puits de chute. Le travail présenté dans cette thèse s'intéresse à l'identification et au développement des techniques de modélisation numérique tridimensionnelle, permettant de mieux évaluer les interactions eau-air et le transport diphasique dans le contexte des ouvrages hydrauliques. Une approche de modélisation diphasique hybride est implémentée, dans le but de représenter les écoulements à la fois en régime ségrégué et dispersé. Différentes méthodologies ont ainsi été appliquées pour simuler des écoulements aérés, et leurs résultats ont été confrontés à des mesures expérimentales.

Mots-clés : Écoulement dispersé, Écoulement en mousse, Entraînement d'air, Mécanique des fluides numériques, Puits de chute, Turbulence à surface libre

Abstract

The mixing and dispersion of air into water is a frequently observed feature of flows occurring in nature and in man-made hydraulic structures. The addition of immersed air bubbles in the water modifies substantially the flow's characteristics, which may have a desirable or harmful effect depending on the context. Furthermore, the assessment of the air currents is of value in the study of confined spaces. For instance, this is important in the design of air vents in structures such as dropshafts in sewage systems. This thesis focuses on identifying and developing three-dimensional computational models for a better description of air-water interactions and two-phase flows in the context of hydraulic structures. A hybrid two-phase modelling approach is implemented in this thesis, thus allowing the simultaneous representation of segregated and dispersed flow regimes. The results from different methods employed for the aerated flow simulations are finally confronted with experimental data.

Keywords : Dispersed two-phase flows, Skimming flow, Air entrainment, Computational Fluid Dynamics, Dropshafts, Free-surface turbulence