

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Un nouveau modèle d'échange de masse et de quantité de mouvement entre formulation lagrangienne et eulérienne appliqué à une cavité de roulement de moteur d'avion

JEAN-SÉBASTIEN DICK

Département de génie mécanique

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*

Génie Mécanique

Septembre 2019

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Cette thèse intitulée :

Un nouveau modèle d'échange de masse et de quantité de mouvement entre formulation lagrangienne et eulérienne appliqué à une cavité de roulement de moteur d'avion

présentée par **Jean-Sébastien DICK**

en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

Stéphane ÉTIENNE, président

Dominique PELLETIER, membre et directeur de recherche

André GARON, membre

Frédéric DIAS, membre externe

DÉDICACE

À ceux et celles qui ne tiennent jamais rien pour acquis.

REMERCIEMENTS

En 2015, alors que je terminais ma maîtrise en ingénierie aérospatiale tout en travaillant chez Pratt & Whitney Canada, j'ai fait connaissance de Charles Faubert, le gestionnaire du département *Fluid System* de la compagnie. Je cherchais un sujet de recherche reliant la mécanique des fluides assistée par ordinateur aux turbomachines. Il m'a présenté à Jean-François Caron qui était l'ingénieur principal responsable des projets de recherche du département. M. Caron m'a expliqué l'importance des cavités de roulement dans le design d'un moteur d'avion et m'a suggéré d'en faire mon sujet de doctorat. J'ai trouvé l'idée extrêmement intéressante, et fait part de mes intentions de donner suite à la suggestion de M. Caron au professeur Dominique Pelletier qui a partagé mon enthousiasme et s'est proposé d'agir comme mon directeur académique pour la durée du projet.

Effectuer un doctorat à temps plein dans une entreprise expose la complexité et l'impact du sujet de recherche à une vitesse accélérée. Il est possible d'accéder à des experts, des outils et des services qui ne sont pas disponibles dans le milieu académique. Cependant, les besoins du monde industriel et les requis nécessaires à l'obtention d'un diplôme de doctorat viennent souvent en conflit. Les professeurs Dominique Pelletier et Hervé Morvan ont su me rassurer à ce sujet. J'ai rencontré Hervé à une conférence sur l'aéronautique à Montréal. Son nom est associé à la majeure partie des publications dans le domaine des cavités de roulement. Il est fortement connu au sein de l'industrie aéronautique. Bien que la nouvelle position d'Hervé chez Rolls-Royce Plc m'empêche de lui faire part de l'entièreté de la recherche qui a donné lieu à cette thèse, son aide a été indispensable au succès de ce projet de recherche. Il a grandement contribué à rediriger ma cible de recherche lorsque des difficultés ont surgi. Je remercie son accueil chaleureux à Nottingham lors de ma visite à l'hiver 2019.

Ce projet de doctorat n'aurait jamais pu progresser autant sans l'aide de Federico Montanari. Lorsque j'ai parlé à Federico de mon idée d'unir un modèle dispersé de modélisation lagrangienne à un modèle eulérien d'écoulement stratifié, il s'est empressé de me mettre en contact avec les développeurs d'ANSYS Fluent. Vivek Kumar et Pravin Nakod m'ont énormément aidé à intégrer mon pseudo-code et mes fonctions en C à ANSYS Fluent. Federico est aujourd'hui consultant technique ANSYS en aérodynamique chez Ferrari F1. Pravin et Vivek travaillent toujours avec

moi à perfectionner les méthodes DPM-VoF et VoF-DPM pour des applications dominées par les effets de tension de surface, comme l'impact de gouttelettes dans un film liquide.

Durant ma dernière année de doctorat, j'ai eu la chance de visiter l'université de Nottingham où j'ai rencontré Stephen Ambrose. Stephen Ambrose est maintenant assistant professeur au département de génie mécanique. Il gère les activités de recherche académique en modélisation d'écoulement à deux fluides appliqués au domaine des turbomachines. Ses précieux conseils m'ont permis de corriger certaines erreurs de modélisation. Nous collaborons sur une publication et continuerons à travailler ensemble en tant que partenaires académiques et industriels.

Cette thèse de doctorat n'aurait jamais vu le jour sans la contribution des ingénieurs du groupe de méthodes numériques de Pratt & Whitney Canada dont font partie Charles Melançon, Éric Turgeon et Stany De Rango. Ils m'ont grandement aidé à intégrer mes besoins aux plateformes numériques de la compagnie.

Travailler avec Jean-François Caron chez Pratt & Whitney Canada a été une expérience très formatrice au niveau professionnel et très riche en termes de développement personnel. Cette opportunité m'a permis de confirmer mon intérêt pour le domaine de la mécanique des fluides assistée par ordinateur et m'a préparé à mon nouveau rôle chez P&WC dans le groupe de simulation et modélisation avancée.

Du côté de ma vie personnelle, ma famille dont mon père et ma mère m'ont énormément supporté dans cette épreuve. J'aimerais mentionner un remerciement particulier à ma grand-mère pour son intérêt constant dans mes études doctorales et ses bons conseils de vie, et à ma tante, Danielle, pour avoir corrigé et structuré ma proposition de recherche initiale qui faisait près de 200 pages.

RÉSUMÉ

La quête de puissance à bas coût de l'industrie aérospatiale pousse les ingénieurs à réduire le volume occupé par les sections chaudes des moteurs d'aéronefs et à améliorer l'efficacité de leur système d'huile. Pour réduire la consommation d'huile sans affecter la gestion de la chaleur du moteur, les ingénieurs ont besoin d'outils numériques performants, précis et fiables, car les conditions d'opération des moteurs sont pratiquement impossibles à reproduire en laboratoire. Les cavités de roulement sont une des zones les plus complexes du système d'huile, car l'huile et l'air, qui s'y retrouvent, sont animés par la rotation des arbres dans un espace confiné. L'écoulement résultant est visuellement similaire à celui d'une machine à laver opérant dix fois plus rapidement qu'à sa vitesse de rotation habituelle. La présence de différentes échelles de structures liquides (gouttelettes, ligaments et film mince) rend la modélisation de l'écoulement particulièrement complexe.

Pour réussir à simuler un tel écoulement, un nouvel outil numérique permettant l'interaction entre un écoulement dispersé et un écoulement de film mince en parois a été créé. Quatre objectifs ont été définis et accomplis à partir du code ANSYS Fluent. Le premier objectif consistait à définir une méthode robuste pour modéliser le film d'huile en parois. Le second objectif nécessitait de modéliser les gouttelettes d'huile en circulation dans la cavité de roulement. Les troisièmes et quatrièmes objectifs consistaient à modéliser l'intégration des gouttelettes au film liquide et leur détachement par les forces de cisaillement de l'air en mouvement. Pour réaliser ces objectifs, il a été démontré que les gouttelettes retrouvées dans les cavités de roulement peuvent être approximées par des sphères rigides et que l'évaporation de l'huile peut être négligée.

Le premier objectif a été complété en employant le modèle Volume of Fluid (VoF) avec une version modifiée du modèle de turbulence $k - \omega$ SST. Les modèles ont ensuite été testés en simulant un écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire. Le deuxième objectif a été accompli en modélisant les gouttelettes par la méthode lagrangienne Particle-Source-In Cell (DPM PSI-CELL). Le troisième objectif a été réalisé en développant le nouveau modèle DPM-VoF qui permet la transition d'une structure liquide modélisée comme une particule lagrangienne (DPM PSI-CELL) en une sphère liquide de modélisation eulérienne (VoF). Le quatrième objectif a été complété en adaptant le modèle VoF-DPM, déjà intégré au code ANSYS Fluent, pour permettre

aux structures liquides de modélisation eulérienne d'être converties en gouttelettes de modélisation lagrangienne.

Le nouveau modèle DPM-VoF a été vérifié sur différents types de maillages et a été validé à partir de l'impact d'une goutte dans un film mince. Les résultats ont démontré que la perte de masse liquide lors d'une transition est peu influencée par la nature du maillage et est inférieure à 1%. Il faut mentionner qu'un volume d'air équivalent au volume de la structure liquide lagrangienne est retiré lors de la transition. Ce volume d'air est négligeable sur la solution finale de la simulation dans les applications où les ratios de densité gaz/liquide sont faibles. Une accélération a été remarquée après la transition de la modélisation lagrangienne à eulérienne. Elle est causée par la soudaine variation des forces de traînée appliquées à la gouttelette. Cette augmentation de la quantité de mouvement a un impact négligeable sur la taille du cratère créé par l'impact de la goutte dans le film liquide.

Le modèle VoF-DPM a été adapté pour permettre la transition des structures liquides de taille inférieure à la résolution locale du maillage en paquets DPM. Un critère d'asphéricité a été sélectionné pour minimiser la perte d'information entre le passage d'une modélisation eulérienne à lagrangienne. Le modèle VoF-DPM adapté a été vérifié sur différents types de maillages et validé à partir de l'impact d'une goutte dans un film mince. La perte de masse liquide, de quantité de mouvement et d'énergie est négligeable même sur un maillage peu dense. La génération de gouttelettes produites par l'impact d'une goutte dans un film épais a été simulé à partir d'une simulation Coupled Level-Set Volume of Fluid (CLSVoF) et d'une simulation CLSVoF-DPM. Les résultats des simulations sont comparables à des corrélations et des mesures expérimentales provenant de la littérature. En plus de reproduire des tailles de gouttelettes secondaires et une morphologie de cratère similaires à la simulation CLSVoF, la simulation CLSVoF-DPM a diminué le temps de calcul par presque deux. Le retrait de la structure liquide eulérienne entraîne l'ajout local d'un volume d'air équivalent. Cet ajout d'air peut entraîner une accélération de la structure liquide après son insertion en tant que paquet DPM lagrangien. Ceci explique les écarts de vitesse entre les gouttelettes secondaires de la simulation CLSVoF-DPM et celles de la simulation CLSVoF.

Le modèle DPM-VoF se combine facilement au modèle VoF-DPM pour former le modèle DPM-VoF-DPM, car la direction de chaque structure liquide lagrangienne est calculée afin d'éviter de convertir un paquet DPM provenant du film liquide en structure liquide VoF. Le nouvel outil numérique complet a été testé en simulant l'écoulement dans une cavité de roulement simplifiée opérant à 15 000rpm. Les isosurfaces du film d'huile démontrent un écoulement qualitativement similaire à celui observé expérimentalement. L'épaisseur de film d'huile en paroi concorde avec les mesures expérimentales. Le temps de simulation et la qualité des résultats confirment le potentiel de cette nouvelle méthode pour simuler l'interaction entre un écoulement dispersé de gouttelettes et un écoulement de film mince.

Le modèle DPM-VoF-DPM pourrait être employé pour de nombreuses autres applications en turbomachinerie où la présence de différentes échelles de longueur de structures liquides empêche la modélisation de l'écoulement par une méthode de capture de l'interface gaz/liquide. Parmi ces applications figure la lubrification des roulements et des engrenages par des jets d'huile et la génération de gouttelettes par des surfaces en rotation. Le modèle DPM-VoF-DPM sera accessible aux utilisateurs d'ANSYS Fluent dès la version 20R1.

ABSTRACT

The quest for low-cost power is driving aerospace engineers to reduce the size of aeroengines' hot section and improve the efficiency of their oil systems. To reduce oil consumption without affecting the engine's heat management, engineers need fast, accurate and reliable digital tools since engine operating conditions are virtually impossible to duplicate in a test rig. Bearing cavities are one of the most complex zones of the oil system. They contain a mixture of air and oil driven by the rotation of the engine's shafts in a confined space. The resulting flow is visually similar to the one found in a washing machine operating ten times faster than its usual rotational speed. The presence of different scales of liquid structures (droplets, ligaments and thin film) makes the modeling of the two-phase flow particularly complex.

To successfully simulate such flow, a new numerical tool allowing interactions between dispersed flow and wall films has been created. Four objectives were defined and accomplished using the software ANSYS Fluent. The first objective consisted of defining a robust approach to modeling film rimming flow. The second one consisted of modeling droplets circulating in the bearing chamber. The third and fourth objectives were established to model the integration of wall-impinging droplets into the oil film and the detachment of oil droplets from the film caused by aerodynamic forces. To achieve those objectives, it was initially assumed that droplets found in bearing cavities could be approximated by moving rigid spheres, and that vaporization effects could be neglected.

The first objective was accomplished by using the Volume of Fluid (VoF) method with a modified version of the $k - \omega$ SST turbulence model. This combination was after tested through the simulation of stratified flow in a rectangular channel. The second objective was accomplished by using the Particle-Source-In Cell (DPM PSI-CELL) Lagrangian method to model droplets in the bearing chamber. The third objective was completed by developing the DPM-VoF model which allows the transition of liquid structures modeled as Lagrangian particles (DPM PSI-CELL) into Eulerian liquid spheres (VoF). The fourth objective was completed by improving the VoF-DPM model, already integrated into the ANSYS Fluent code, to allow small Eulerian liquid structures to be converted into Lagrangian droplets.

The DPM-VoF model has been verified on different types of meshes and has been validated from the impact of a drop in a thin film. The results showed that the loss of liquid mass during a transition is little influenced by the nature of the mesh, which is less than 1%. It should be mentioned that a volume of air equivalent to the volume of the Lagrangian liquid structure is removed during the transition. That mass loss of air is negligible for simulations where the gas / liquid density ratio is low. An acceleration was noticed after transitioning from Lagrangian modeling to Eulerian modeling. It is caused by the sudden change in drag forces applied to the droplet. This increase in momentum has a negligible impact on the size of the crater created by the impact of the drop in the liquid film.

The VoF-DPM model has been adapted to allow the transition of liquid structures smaller than the local resolution of the mesh into DPM parcels. An asphericity criterion was selected to minimize the loss of information when transitioning from Eulerian to Lagrangian modeling. The adapted VoF-DPM model was verified on different types of meshes and validated from the impact of a drop in a thin film. The loss of liquid mass, momentum and energy is negligible even on a coarse mesh. The generation of droplets produced by the impact of a drop in a thick film was simulated from a CLSVoF (Coupled Level-Set Volume of Fluid) simulation and a CLSVoF-DPM simulation. The results of the simulations compared successfully with correlations and experimental measurements. In addition to reproducing secondary droplet sizes and crater morphology similar to the CLSVoF simulation, the CLSVoF-DPM simulation reduced computation time by almost half. The removal of Eulerian liquid structure results in the local addition of an equivalent volume of gas. This addition of gas can cause an acceleration of the liquid structure after its insertion as a DPM parcel. This explains the difference in velocity between the secondary droplets of the CLSVoF-DPM simulation and those of the CLSVoF simulation.

The DPM-VoF model can be easily combined to the VoF-DPM model to create the DPM-VoF-DPM model since the directions of the Lagrangian liquid structures are computed to avoid the transition of a DPM parcel which just got transitioned from a VoF liquid structure. The complete new numerical tool has been tested through the simulation of a simplified bearing cavity operating at 15,000 rpm. The iso-surfaces of the oil film show a flow-field similar to what was observed experimentally. The oil film thickness at the wall is consistent with the experimental

measurements. The simulation time and the quality of the results confirm the potential of this new method to simulate the interaction between dispersed droplet flow and thin film flow.

The DPM-VoF-DPM model could be used for many other turbomachinery applications where the presence of different length scales of liquid structures makes the use of gas/liquid interface capturing schemes inefficient. These applications include the lubrication of bearings and gears by oil jets and the generation of droplets by rotating surfaces. The DPM-VoF-DPM model will be accessible to ANSYS Fluent users starting from version 20R1

PUBLICATIONS ET PRIX

Conférence

J.S. Dick, V. Kumar , P. Nakod , F. Montanari, “Simulation of an aero-engine bearing compartment using two-way transition between Lagrangian droplets and a tri-dimensional Eulerian liquid film”, in *ASME Turbo Expo 2019 Turbine Technical Conference and Exposition, GT2019*, June 17, 2019 – June 21, 2019, (recommandé pour publication dans le journal)

Journal

J.S. Dick, V. Kumar , P. Nakod , F. Montanari, “Simulation of an aero-engine bearing compartment using two-way transition between Lagrangian droplets and a tri-dimensional Eulerian liquid film”, in *ASME Turbomachinery Journal*, November 2020, (en processus d’écriture, pour octobre 2020)

J.S. Dick, S. Ambrose, H. Morvan, “Direct numerical simulation of the liquid structures produced by an impinging droplet using a transition mechanism from the Eulerian to Lagrangian reference frame ”, in *ASME Turbomachinery Journal*, December 2020, (en processus d’écriture, pour novembre 2020)

Prix

Choix du public pour la compétition *Le Génie en Images 2019*, « Réduire la consommation d’huile, une goutte à la fois »

Brevet

Un brevet est en préparation pour un nouveau concept de puisard identifié chez Pratt & Whitney Canada grâce à la méthode numérique développée dans cette thèse.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	VI
ABSTRACT	IX
PUBLICATIONS ET PRIX	XII
TABLE DES MATIÈRES	XIII
LISTE DES TABLEAUX	XVII
LISTE DES FIGURES	XIX
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XXIV
LISTE DES ANNEXES	XXVIII
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Mise en contexte	1
1.2 Définition d'une cavité de roulement	3
1.3 Motivation et impact	11
1.4 Organisation de la thèse	11
1.5 Nombres sans dimensions importants	12
CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	14
2.1 Simulation et modélisation d'écoulement à deux phases	14
2.1.1 Méthodes eulériennes	14
2.1.2 Méthodes lagrangiennes	26
2.1.3 Méthodes Euler-Lagrange	31
2.2 Discussion	40

2.3	But et objectifs	44
CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE.....		46
3.1	Représentation du film d'huile.....	49
3.1.1	Équations de conservation eulérienne.....	49
3.1.2	La méthode par volumes finis.....	52
3.1.3	Capture de l'interface entre l'air et l'huile.....	63
3.1.4	Modélisation de la turbulence.....	73
3.2	Modélisation des gouttelettes d'huile	80
3.2.1	Méthode DPM PSI-CELL.....	80
3.2.2	Équations de mouvement.....	82
3.2.3	Équation d'énergie.....	84
3.2.4	Intégration en temps.....	85
3.3	Intégration des gouttelettes au film liquide.....	88
3.3.1	La méthode DPM-VoF / CLSVoF.....	88
3.3.2	Mécanisme numérique.....	88
3.3.3	Algorithme de transition DPM-VoF.....	94
3.3.4	Transfert des termes sources et transition.....	95
3.3.5	Correction de la pression au sein de la gouttelette.....	98
3.3.7	Calcul de la perte de masse d'air	99
3.3.8	Limitations	100
3.3.9	Vérification	101
3.4	Modéliser le détachement des gouttelettes du film liquide.....	108
3.4.1	La méthode VoF / CLSVoF-DPM.....	108
3.4.2	Mécanisme numérique.....	108

3.4.3	Algorithme de transition VoF-DPM	114
3.4.4	Transfert des termes sources et transition	116
3.4.5	Calcul de l'ajout de masse d'air	116
3.4.6	Limitations	117
3.4.7	Vérification	117
CHAPITRE 4 ÉVALUATION DE LA MÉTHODOLOGIE SUR DES EXPÉRIENCES CONTRÔLÉES 122		
4.1	Écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire	122
4.1.1	Description et préparation des simulations	122
4.1.2	Résultats	124
4.1.3	Discussion	126
4.2	Impact d'une gouttelette dans un film liquide	127
4.2.1	Description et préparation des simulations	127
4.2.2	Résultats	130
4.2.3	Discussion	132
4.2.4	Sensitivité au facteur de dilatation	133
4.3	Génération de gouttelettes par l'éclaboussement d'une goutte.....	137
4.3.1	Génération de gouttelettes par l'éclaboussement d'une goutte.....	137
4.3.2	Simulation directe des structures liquides.....	138
4.3.3	Mesures expérimentales	148
4.3.4	Simulation de type VoF-DPM	154
CHAPITRE 5 APPLICATION SUR UNE CAVITÉ DE ROULEMENT.....		159
5.1	Plage d'opération des cavités de roulement.....	159
5.2	La Cavité de roulement de KIT II.....	161

5.2.1	Description	162
5.2.2	Définition du volume de contrôle	163
5.3	Discrétisation spatiale	166
5.3.1	Maillages étudiés	166
5.3.2	Choix du maillage	169
5.4	Modélisation de l'huile	171
5.4.1	Estimation des propriétés des gouttelettes injectées dans la cavité	171
5.4.2	Définition des injections de paquets lagrangiens	173
5.4.3	Séparation du film d'huile	178
5.5	Simulation numérique	178
5.5.1	Méthode numérique	178
5.5.2	Condition initiale	179
5.6	Résultats	180
5.6.1	Régime d'écoulement	180
5.6.2	Mesures de film d'huile	185
5.6.3	Transitions DPM-VoF et VoF-DPM	189
5.6.4	Ajout et retrait de masse d'air	190
CHAPITRE 6	CONCLUSION	192
6.1	Impacts de ce projet de recherche	193
6.2	Travaux futurs	194
RÉFÉRENCES	195
ANNEXE :	204

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Caractéristiques du jets de Menard et al. (2007) et de Yon (2003)	42
Tableau 2.2 Échelles de grandeur dans une cavité de roulement hypothétique.....	43
Tableau 3.1 Objectifs de résidus du solveur pression.....	63
Tableau 3.2 Norme L_2 de la déviation de la normale à l'interface d'une sphère liquide.....	73
Tableau 3.3 Maillages employés pour tester la méthode DPM-VOF.....	103
Tableau 3.4 Déviation relative de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie après la transition DPM-VoF	104
Tableau 3.5 Maillages employés pour tester la méthode VOF-DPM.....	119
Tableau 3.6 Déviation relative de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie après la transition VoF-DPM	120
Tableau 4.1 Paramètres de l'écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire	122
Tableau 4.2 Position de l'interface entre l'air et l'eau pour un écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire.....	126
Tableau 4.3 Paramètres de la simulation d'impact d'une goutte dans un film liquide pour validation de la méthode DPM-VoF.....	129
Tableau 4.4 Cas test d'impact d'une gouttelette dans un film liquide.....	129
Tableau 4.5 Comparaison des temps de calcul par pas de temps	132
Tableau 4.6 Cas test variant le facteur de dilatation	134
Tableau 4.7 Paramètres de la simulation d'impact d'une goutte dans un film liquide pour validation de la méthode VoF-DPM.....	138
Tableau 4.8 Cas test pour la simulation directe des structures liquides.....	141
Tableau 4.9 Puissance de calcul nécessaire pour effectuer les 15 000 pas de temps de chaque simulation.....	148
Tableau 4.10 Incertitude sur les mesures expérimentales.....	148

Tableau 4.11 Statistiques sur les distributions de tailles de gouttelettes et comparaison avec les mesures expérimentales	152
Tableau 5.1 Dimensions importantes et géométrie de la chambre	164
Tableau 5.2 Conditions frontières.....	165
Tableau 5.3 Propriétés des fluides	165
Tableau 5.4 Caractéristiques de la cavité de roulement.....	166
Tableau 5.5 Discrétisation des maillages Mosaic testés	167
Tableau 5.6 Nombre de cellules par maillage <i>Mosaic</i>	168
Tableau 5.7 Coefficient de friction appliquée sur l'arbre en rotation	169
Tableau 5.8 Classe des tailles de gouttelettes injectées	173
Tableau 5.9 Paramètres des injections et du modèle DPM-VoF	176

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Vue de coupe d'un moteur PW1500 de Pratt & Whitney illustrant la position des roulements. (Bombardier Inc, 2014).....	1
Figure 1.2 Vue de coupe d'un moteur PW1500 de Pratt & Whitney illustrant la position des systèmes clés d'une turbosoufflante (Bombardier Inc, 2014).....	3
Figure 1.3 Cavité simplifiée à 2 arbres (intermédiaires et basse pression) à basse vitesse de rotation.....	5
Figure 1.4 Cavité simplifiée à un arbre (basse pression) et à haute vitesse de rotation	7
Figure 1.5 a) Jets incidents alimentant un roulement. b) Conduite percée dans la bague intérieure du roulement servant à alimenter le roulement par un jet situé à l'intérieur de l'arbre.	8
Figure 1.6 a) roulement sans huile b) Détachement du film d'huile provenant du roulement pour une vitesse de 5000 rpm (Hee et al., 2017)	9
Figure 1.7 Cavité de roulement simplifiée à des fins d'observation de l'écoulement employant un arbre en rotation à 5 000 RPM et un débit volumique d'huile de 4 litres par minute (Chandra & Simmons, 2016)	10
Figure 2.1 – Simulation d'une cavité de roulement par méthode VoF avec un maillage adaptatif (5000 rpm) (Krug, 2012)	19
Figure 2.2 Visualisation de l'entraînement des gouttelettes à proximité du film d'huile dans une chambre de cavité de roulement (Gorse et al. 2006).....	21
Figure 2.3 Capture instantanée d'une distribution du film d'huile pour une vitesse d'air de 35m/s et un $Rel = 360$. (1. Ondes rapides 2. Bulles d'air 3. Gouttelettes d'eau 4. Rupture d'une feuille liquide qui se brise sous forme de jets avant d'être entraînée. (Cherdantsev et al. (2017)).....	22
Figure 2.4 Variation de la fonction de poids pour les termes d'interaction entre les différents régimes (dispersés et <i>Large Scale Interface</i> (LSI)) selon la fraction de volume occupée dans une cellule de calcul (Gada et al., 2017)	25
Figure 2.5 Lubrification d'une dent d'engrenage par un jet d'huile. (Simulation de droite par SPH une seule phase (Keller et al., 2017), simulation de gauche par LBM (Ambrose et al., 2018), photographie du bas par Schober (1983)).....	30
Figure 2.6 Trajectoires de gouttelettes dans une cavité de roulement par Farrall et al. 2008 (modélisation DPM-PSI-CELL avec éclaboussure de gouttelettes secondaires)	35
Figure 2.7 – Étude de la génération de gouttelettes dans un secteur périodique de roulement à billes par la méthode CLSVoF (13 000 rpm) (Adeniyi, Morvan, & Simmons, 2015)	37
Figure 2.8 Écoulement dispersé et impact de gouttelettes sur film mince	40

Figure 2.9 Instabilités d'un jet liquide et formation de gouttelettes (Menard et al., 2007) ainsi que comparaison avec l'atomisation d'un jet Diesel photographié par Yon (2003).....	42
Figure 3.1 Schéma de la solution proposée illustrant la zone de simulation eulérienne (1) et la zone de modélisation lagrangienne (2)	47
Figure 3.2 Volume tétraédrique de discrétisation spatiale	53
Figure 3.3 Volumes de contrôle en 2D pour des cellules triangulaires	53
Figure 3.4 Calcul du gradient de la cellule c_0 par une méthode de Green-Gauss centrée aux nœuds sur un maillage triangulaire 2D uniforme.....	57
Figure 3.5 Schéma de l'algorithme découplé	60
Figure 3.6 Schéma de l'algorithme couplé.....	60
Figure 3.7 Cycle en V de la méthode multigrilles	61
Figure 3.8 Illustration de l'effet de la tension de surface sur l'angle de contact	68
Figure 3.9 Démonstration de la reconstruction d'une gouttelette dans un repère spatial 2D sur six cellules triangulaires avec la méthode CLSVoF	70
Figure 3.10 Calcul de la normale à l'interface à partir de l'équation LS pour différents maillages	71
Figure 3.11 Comparaison entre les vecteurs de la normale calculée par la fonction L-S et les normales exactes pour la discrétisation 20x20x20	72
Figure 3.12 Niveaux de couplage pour les écoulements dilués de ratio de densité élevé avec le modèle DPM PSI-CELL.....	81
Figure 3.13 Cavité simplifiée KIT	89
Figure 3.14 Vue de coupe d'une section de la cavité simplifiée KIT montrant en rouge les zones où la transition est permise	90
Figure 3.15 Illustration du critère de transition selon la distance à partir d'un paquet approchant une zone de transition	91
Figure 3.16 Transition basée sur la direction de l'interface et la direction de la particule	92
Figure 3.17 Exemples de configuration de vecteurs vitesse pour lesquels une transition aura lieu selon l'angle entre les vecteurs vitesse	93
Figure 3.18 Exemples de configuration de vecteurs de vitesse pour lesquels une transition aura lieu même si le critère d'angle n'est pas respecté.....	93
Figure 3.19 Transition effectuée avec un raffinement de maillage local	94

Figure 3.20 Résumé des étapes de transition et de l'algorithme DPM-VoF	95
Figure 3.21 Différentes situations affectant la formulation des termes sources.	96
Figure 3.22 Comparaison des vecteurs de vitesse entre une simulation seulement VoF et une simulation DPM-VoF	101
Figure 3.23 Cas de test pour la vérification de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de la méthode DPM-VoF	102
Figure 3.24 Déviation de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie de la méthode DPM-VOF sur différents maillages	105
Figure 3.25 Train de gouttelettes (DPM et isosurfaces en magenta de $F = 0.15$)	106
Figure 3.26 Masse relative de liquide non conservée à travers les transitions DPM-VoF.....	107
Figure 3.27 Numérotation des structures liquides	109
Figure 3.28 Ellipsoïde oblate à gauche et prolata à droite	112
Figure 3.29 Contours du ratio de traînée λ_{CD} pour une structure ellipsoïde oblate	113
Figure 3.30 Contours du ratio de traînée λ_{CD} pour une structure ellipsoïde prolata.....	113
Figure 3.31 Étapes de fonctionnement de l'algorithme de transition VoF-DPM.....	115
Figure 3.32 Cas de test pour la vérification de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de la méthode VoF-DPM	118
Figure 3.33 Déviation de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie de la méthode VoF-DPM sur différents maillages.....	121
Figure 4.1 Écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire allongée	122
Figure 4.2 Maillages employés pour la simulation d'un écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire.....	123
Figure 4.3 Profils de vitesse axiale prélevée à 12.1 dans la conduite rectangulaire	125
Figure 4.4 Longueurs caractéristiques associées à l'impact d'une gouttelette dans un film liquide.....	127
Figure 4.5 Maillage employé et condition initiale pour l'impact d'une gouttelette dans un film liquide	128
Figure 4.6 Évolution de la quantité de mouvement de la phase eulérienne après l'impact de la gouttelette dans le film liquide.	130
Figure 4.7 Morphologie du cratère produit par l'impact d'une gouttelette (Isosurface de la fraction de volume à 0.5 (magenta) et paquet DPM (bleu)).....	131
Figure 4.8 Évolution de la taille des cratères en fonction du temps	132

Figure 4.9 Impact du facteur de dilatation sur l'évolution de la quantité de mouvement de la phase eulérienne après l'impact de la gouttelette dans le film liquide	134
Figure 4.10 Impact du facteur de dilatation sur l'évolution de la taille des cratères.....	135
Figure 4.11 Vue de profile de l'éclaboussement d'une goutte dans un film liquide épais (Bisighini, 2010)	137
Figure 4.12 Maillage et conditions de frontière employées dans la simulation	139
Figure 4.13 Niveaux de raffinement de maillage employés	140
Figure 4.14 Aperçu du raffinement de maillage pour la simulation CLSVoF-R5	140
Figure 4.15 Isosurfaces des structures liquides générées par l'éclaboussement d'une goutte dans un bassin liquide ($\tau = 0, 0.9, 1.8, 2.6$).....	142
Figure 4.16 Isosurfaces des structures liquides générées par l'éclaboussement d'une goutte dans un bassin liquide ($\tau=3.5; 4.4 ; 5.3 ; 6.2$)	143
Figure 4.17 Évolution du nombre de structures liquides pendant l'éclaboussement	144
Figure 4.18 Évolution du diamètre moyen des structures liquides pendant l'éclaboussement.....	145
Figure 4.19 Évolution du nombre de Wel moyen des structures liquides pendant l'éclaboussement	146
Figure 4.20 Évolution de l'asphéricité moyenne des structures liquides pendant l'éclaboussement	147
Figure 4.21 Simulation directe des structures liquides et images expérimentales de Peduto (2015).....	149
Figure 4.22 Comparaison des distributions de probabilité des diamètres de gouttelettes secondaires entre les mesures expérimentales et les résultats de simulation numérique directe.....	151
Figure 4.23 Comparaison au temps $\tau = 7.92$ des structures liquides obtenues par la méthode CLSVOF avec celles modélisées par une formulation lagrangienne par la méthode CLSVOF-DPM	155
Figure 4.24 Évolution du diamètre moyen des structures liquides	156
Figure 4.25 Évolution du nombre de structures liquides	156
Figure 4.26 Évolution du nombre de WeL moyen des structures liquides	156
Figure 4.27 Distribution des diamètres des structures liquides.....	158
Figure 5.1 Comparaison des régimes d'opération des cavités de Rolls-Royce Plc et de Pratt & Whitney Canada avec différentes expériences sur des cavités simplifiées provenant de la littérature selon différents nombres sans dimension.....	161
Figure 5.2 Vue de coupe de la cavité de roulement de KIT (Bristot et al., 2016).....	162

Figure 5.3 Géométrie simplifiée de la chambre avant de la cavité de roulement de KIT testée par Wolfram Kurz et al. (2012).....	164
Figure 5.4 Coupe plan des maillages à proximité de la conduite du puisard	168
Figure 5.5 Localisation de la droite de prélèvement des profils de vitesse.....	170
Figure 5.6 Profils de vitesse axiale	170
Figure 5.7 Profils de vitesse tangentielle	170
Figure 5.8 Contours des diamètres équivalents de sphères pouvant être convertis à proximité des parois	174
Figure 5.9 Utilisation d'un paquet sphérique pour représenter un ensemble de gouttelettes de la même classe	175
Figure 5.10 Localisation des injections de paquets lagrangiens d'huile dans la chambre de cavité de roulement	177
Figure 5.11 Localisation des paquets lagrangiens contenant les gouttelettes éjectées par le roulement ($t = 0.72s$).....	178
Figure 5.12 Localisation initiale de l'huile dans la chambre de cavité de roulement	180
Figure 5.13 Déplacement de l'huile (isosurfaces en jaune) dans la chambre de cavité de roulement. (Vue de face, rangée du haut, et vue de dos, rangée du bas)	182
Figure 5.14 Comparaison qualitative du film d'huile et de l'écoulement entre la solution numérique (gauche) et l'expérience de KIT (droite)	183
Figure 5.15 Séparation et arrachement de structures du film d'huile. (Isosurface de la fraction de volume (orange) prélevée à $t=1.0s$ et gouttelettes (rose) en régime lagrangien)	184
Figure 5.16 Procédure d'extraction du film d'huile basée sur les indices de la matrice des structures liquides de l'algorithme VoF-DPM	186
Figure 5.17 Épaisseur du film d'huile se trouvant sur la paroi extérieure de la cavité	187
Figure 5.18 Mesures moyennes de l'épaisseur du film sur la paroi extérieure de la chambre de la cavité	188
Figure 5.19 Quantité totale de transitions et de paquets lagrangiens injectés	190
Figure 5.20 Masse totale d'huile injectée et convertie par transition	191
Figure A.1 Direction du déplacement de l'équateur d'une goutte sphérique.....	204
Figure A.2 Distance entre le centre de masse et l'équateur de l'hémisphère d'une goutte.....	206
Figure A.3 Axes principaux d'un sphéroïde.....	207

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Abréviations

AMG	Algebraic multi-grid
BBLIF	Brightness-Based Laser-Induced Fluorescence
CAD	Computed Assisted Design
CFL	Courant-Friederichs-Lewy
CLSVoF	Coupled Level-Set Volume of Fluid
DEM	Discrete Element Modeling
DNS	Direct Numerical Simulation
DPM	Discrete Phase Modeling
KIT	Karlsruhe Institute of Technologies
LDA	Laser Doppler Anemometer
LES	Large Eddy Simulation
LS	Level Set
PDPA	Phase Doppler Particle Analyzer
PSI	Particle-Source-In
P&WC	Pratt & Whitney Canada
RPM	Rotations par minute
R-RC	Rolls-Royce Plc
UDF	User Defined Function
UDM	User Defined Memory
UDPM	User Defined Parcel Memory
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
UTC	United Technologies Corporation
VoF	Volume of Fluid

Indices

ϕ	Scalaire arbitraire
c	Valeur au centre de la cellule
cell	Référence à la valeur de la cellule
D	Référence au disque
CD	Différence finie centrée
E	Associé à l'équation de conservation de l'énergie
f	Valeur à la face de la cellule
g	Phase gazeuse
i	Composantes d'un vecteur
inj	Référence aux injections
int	Interface gaz / liquide
l	Phase liquide
m	Associé à l'équation de conservation de la masse
p	Particule ou au paquet
s	Solide
SOU	Différence finie décentrée du second ordre

Lettres grecques

$\Delta\phi$	Variation de ϕ	()
ϵ	Émissivité de la surface	()
θ_w	Angle de contact à la paroi	(rad)
λ_{CD}	ratio de trainée	()
μ	Viscosité dynamique	(kg. m ⁻¹ . s ⁻¹)
ξ	Fraction de masse d'air non conservée (DPM-VoF ou VoF-DPM)	()
π	Constante de pi	()
ρ	Masse volumique	(kg. m ⁻³)
σ	Tension de surface	(kg. s ⁻²)
$\hat{\sigma}$	Constante de Stefan-Boltzman	(W, m ⁻² . K ⁻⁴)
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes de cisaillement visqueuses	(kg. m ⁻¹ . s ⁻²)
τ_p	Temps de relaxation d'une particule	(s)
τ	Temps sans dimension	()
ϕ	Scalaire arbitraire	()
φ	Fonction Level-Set	()
ω	Vitesse angulaire	(rad. m ⁻¹)
Ω_p	Ensemble de cellules de discrétisation	()

Caractères usuels

a_e, b_e et c_e	Axes d'un ellipsoïde	(m)	h_{fg}	Chaleur latente d'évaporation	(J. kg ⁻¹)
a	Accélération	(m. s ⁻²)	H	Fonction de Heaviside lissée	()
\mathbf{A}	Normale de la face d'une cellule multipliée par son aire	(m ²)	J	Vitesse superficielle	(m/s)
A	Aire	(m ²)	k	Courbure à l'interface	(m ⁻¹)
A_i	Densité interfaciale	(m ⁻¹)	k_c	Conductivité thermique	(W. m ⁻¹ . K ⁻¹)
B	Facteur d'amortissement	()	L_2	Norme L_2	()
Ca	Nombre de Capillarité (section 1.5)	()	\dot{m}	Débit massique	(kg. s ⁻¹)
c_p	Capacité spécifique thermique	(J. kg ⁻¹ . K ⁻¹)	\mathbf{n}	Normale à l'interface	()
C_D	Coefficient de traînée	()	n_d	Distributions de diamètres de gouttelettes	()
d_{dil}	Facteur de ratio de dilatation pour DPM-VoF	()	Nu	Nombre de Nusselt	()
d_{up}	Facteur de ratio de vitesse pour DPM-VoF	()	Oh	Nombre de Ohnesorge (section 1.5)	()
d_{vol}	Facteur de volume pour DPM-VoF	()	Pr	Nombre de Prandtl	()
D	Diamètre	(m)	R	Rayon	(m)
e_p	asphéricité d'une structure liquide / gouttelette	()	Re	Nombre de Reynolds (section 1.5)	()
E	Enthalpie	(J. kg ⁻¹)	S	Terme Source	()
$f_{DPM-VoF}$	Fréquence d'application de l'algorithme DPM-VoF	()	t	Temps	(s)
F	Fonction de fraction de volume (VoF)	()	\mathbf{u}	Composante du vecteur vitesse	(m. s ⁻¹)
\mathbf{F}_{corps}	Force de corps divisée par volume	(kg. m ⁻² . s ⁻²)	\mathbf{u}_*	Vitesse de friction à la paroi ($\sqrt{\tau_w/\rho}$)	(m. s ⁻¹)
\mathbf{F}_{st}	Force de tension de surface	(kg. m. s ⁻²)	\mathbf{u}	Vecteur vitesse	(m. s ⁻¹)

Fr	Nombre de Froude (section 1.5)	()	V	Volume	(m ³)
g	Gravité	(m.s ⁻²)	\dot{V}	Débit volumique	(m ⁻³ .s ⁻¹)
h	Coefficient de convection	(W.m ⁻² .K ⁻¹)	We	Nombre de Weber (section 1.5)	()
\bar{h}_F	Épaisseur moyenne du film d'huile	(m)	x	Coordonnée cartésienne	(m)

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE : Le modèle de rupture de gouttelettes tab.....	204
--	-----

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

La demande grandissante de performance à bas coût de l'industrie aérospatiale force les constructeurs de moteurs d'avion et d'hélicoptères à augmenter sans cesse les températures d'opération de leurs moteurs. Il en résulte que les sections chaudes sont de plus en plus compactes rapprochant les roulements de la transmission de la chambre à combustion. Ces nouvelles contraintes limitent la performance réelle du moteur, car les outils d'analyse employés sont simplistes et donnent peu d'information aux ingénieurs de conception. Alors que les investissements en recherche ont longtemps été tournés vers la combustion et l'aérodynamique, l'industrie se penche de plus en plus sur les zones du moteur où figurent des interactions entre l'air et l'huile. Les écoulements dans les cavités de roulements font partie de cette nouvelle tendance en turbomachinerie.

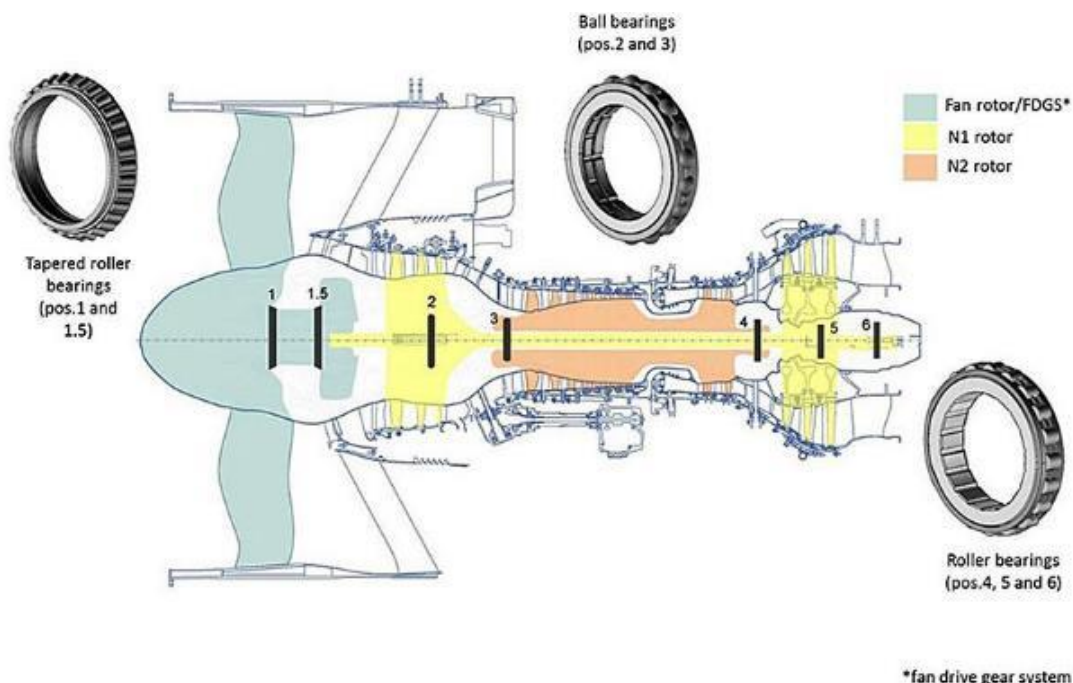


Figure 1.1 Vue de coupe d'un moteur PW1500 de Pratt & Whitney illustrant la position des roulements. (Bombardier Inc, 2014)

La Figure 1.1 est une vue de coupe d'un moteur PW1500 de Pratt & Whitney. Elle présente la localisation de différents roulements dans une turbosoufflante. Le type de roulement employé et son système de lubrification d'huile sont déterminés par un groupe spécialisé du département de transmission, mais la cavité dans laquelle celui-ci opère est conçue par le département du module auquel la cavité est rattachée. Le groupe qui s'occupe du système d'air et d'huile du moteur fournit des informations cruciales aux ingénieurs de conception impliqués.

Les chambres d'une cavité de roulement sont scellées par un différentiel de pression qui empêche l'huile de se mélanger à l'écoulement d'air principal du moteur. L'air principal du moteur peut être employé pour alimenter la cabine d'avion. Une fuite d'huile est rapidement sentie, et peut être dangereuse pour la santé des passagers. Des sommes importantes sont investies pour améliorer les technologies d'étanchéité des cavités et permettre une réduction du différentiel de pression nécessaire pour empêcher toute contamination du système d'air principal du moteur. Les cavités de roulement sont stratégiquement conçues pour favoriser le refroidissement par l'huile des pièces qui sont soumises à des frottements comme les joints d'étanchéité et les composantes du roulement. L'usure du métal et du carbone augmente avec la température. Dans la cavité, l'air est entraîné par l'arbre en rotation et crée un effet de centrifugation. L'huile s'étale donc sur les parois pour former un film mince qui contribue grandement au refroidissement. Lorsque cet effet est insuffisant, des jets d'huile peuvent être employés pour refroidir des zones critiques dans la cavité.

Parmi les divers roulements du moteur d'avion illustrés à la Figure 1.2, le roulement numéro 4 est à très grande proximité de la turbine haute pression où les températures de l'air sont parmi les plus élevées du moteur. À cet endroit, l'architecture d'une cavité est limitée et la survie du roulement dépendra de son refroidissement par l'huile. Le premier réflexe des ingénieurs est d'augmenter les débits d'huile lorsque des températures importantes sont à prévoir à proximité d'une cavité. Cependant, le barattage de l'huile peut causer une importante génération de chaleur à haute vitesse de rotation. Parfois, le problème se situe dans le processus d'évacuation de l'huile. Une évacuation rapide de l'huile de la cavité est nécessaire pour maximiser son effet de convection. Une gestion efficace de l'huile permet une réduction de la taille des conduites, des pompes hydrauliques, des échangeurs de chaleur et de la quantité totale d'huile nécessaire. Ces réductions ont un impact direct sur le poids et le coût du moteur d'avion.

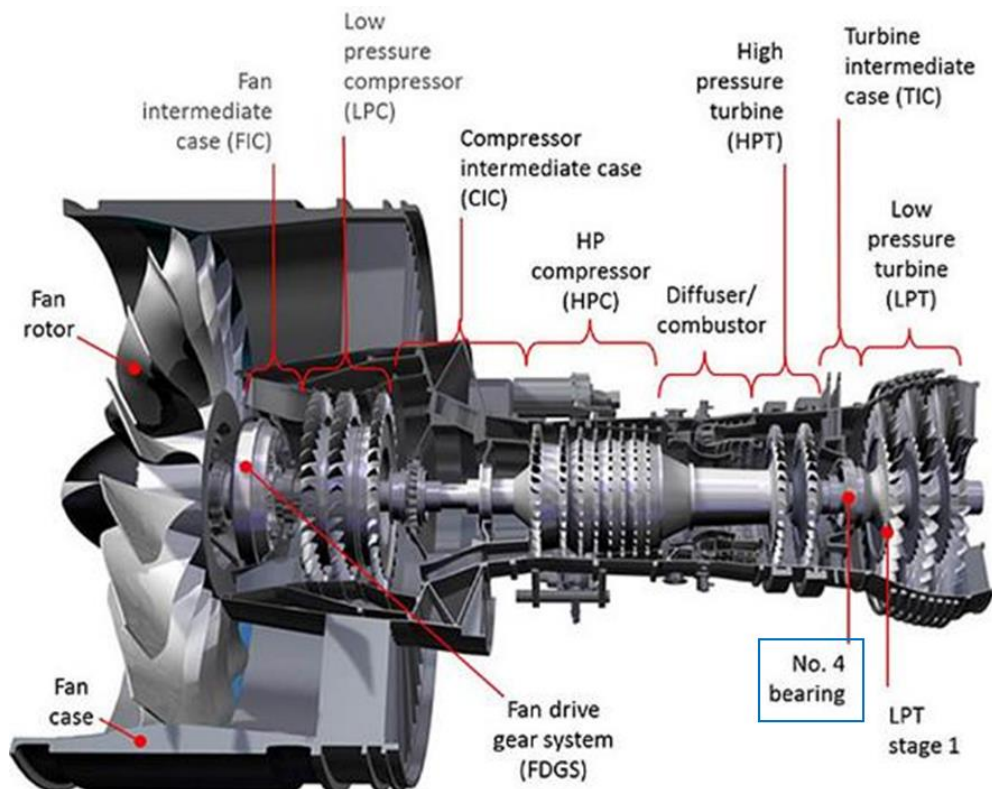


Figure 1.2 Vue de coupe d'un moteur PW1500 de Pratt & Whitney illustrant la position des systèmes clés d'une turbosoufflante (Bombardier Inc, 2014)

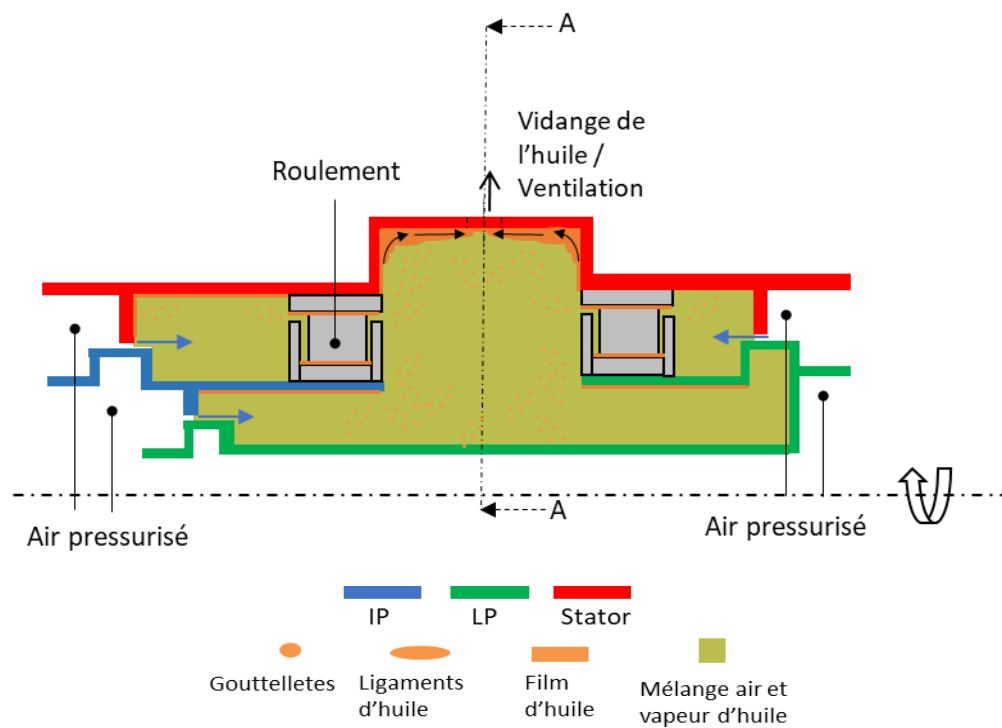
1.2 Définition d'une cavité de roulement

Les cavités de roulement sont construites en fonction de la géométrie des différents modules du moteur. Elles sont donc fréquemment complexes et négligées. Les performances recherchées par le constructeur et les conditions d'opération du moteur ont un impact direct sur les paramètres de conception de la cavité et sur le comportement de l'huile et l'air brassés par l'arbre. Chez Rolls-Royce Plc, la famille des moteurs Trent emploie trois arbres concentriques qui ont des vitesses de rotation entre 3 000 et 15 000 RPM (Rolls Royce, 2015). Les cavités de roulement résultantes peuvent donc être délimitées entre deux arbres, et les vitesses de rotation font en sorte que la gravité joue un rôle important dans l'étalement du film d'huile aux parois et l'apparition de zones de recirculation. Les moteurs de la famille du PT6 et les moteurs d'avion d'affaires du type PW600 et PW800 emploient des architectures à deux arbres concentriques et leurs vitesses de rotation

varient entre 5 000 et 50 000 RPM. Les cavités de roulements résultantes sont plus compactes que celles de R-RC, nécessitant davantage d'huile à des fins de refroidissement et sont délimitées par une paroi extérieure statique et l'arbre en rotation. Les cavités de roulement de Pratt & Whitney Canada n'emploient fréquemment pas de conduite de ventilation pour évacuer l'air pressurisé de la cavité. Il en résulte que les études expérimentales et numériques qui ont été financées par R-RC dans la littérature ne couvrent qu'une partie des configurations et des conditions d'opération de cavité de roulement. Le besoin d'une approche plus universelle est d'ailleurs une des motivations de ce projet.

La Figure 1.3 présente une coupe transversale d'une cavité de roulement hypothétique figurant deux roulements à rouleaux et deux arbres concentriques. Les caractéristiques sont similaires à une cavité de roulement conçue par R-RC. L'air contaminé et l'huile sont évacués par des sorties distinctes et opposées. L'écoulement d'huile en paroi présentée dans la coupe A révèle une zone de recirculation à proximité du point de vidange de l'huile. Les forces aérodynamiques étalent l'huile jusqu'à une certaine position où les forces gravitationnelles finissent par entraîner la séparation du film ascendant (Simmons & Chandra, 2014). Un film descendant, plus mince, provient du haut de la cavité et est le résultat de l'éclaboussement des gouttelettes en paroi.

La désintégration de l'huile causée par l'action du roulement génère des ligaments à basse vitesse (Hee et al. (2017)) et des gouttelettes de différentes tailles à haute vitesse (Glahn, Kurreck, Willmann, & Wittig, 1995). Les plus petites gouttelettes sont entraînées par les puissants courants et vortex d'air, alors que les plus grosses se dirigent rapidement vers les parois de la cavité où elles éclatent (M Farrall, Hibberd, & Simmons, 2003).



Vue schématisée de la coupe A

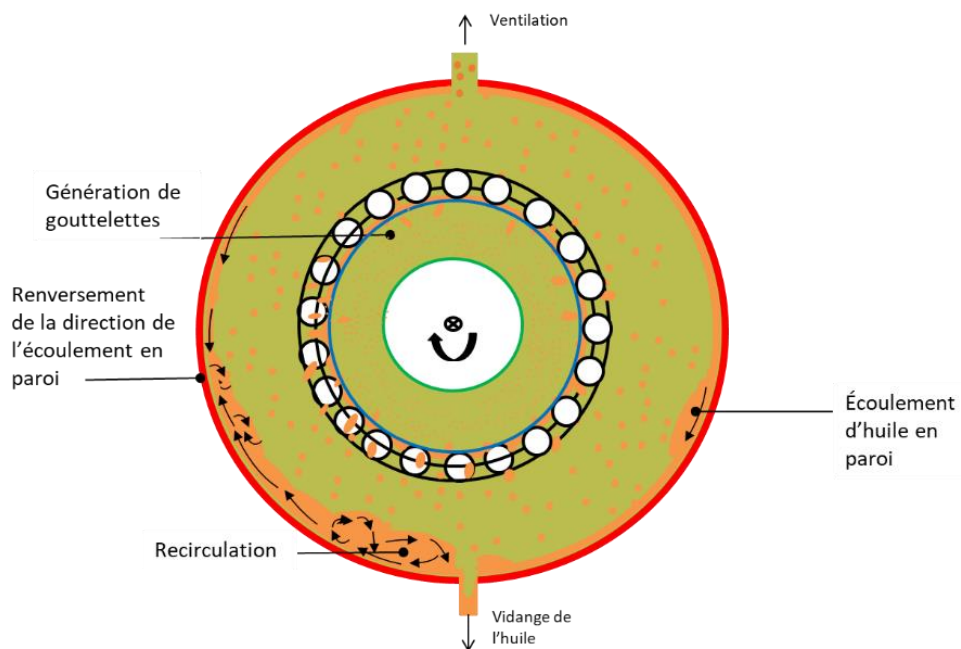
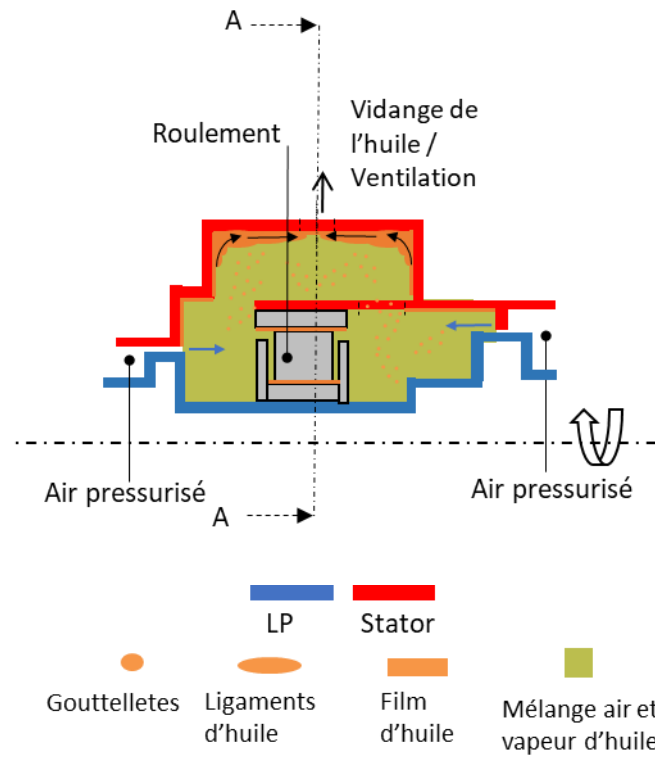


Figure 1.3 Cavité simplifiée à 2 arbres (intermédiaires et basse pression) à basse vitesse de rotation

La Figure 1.4 présente une coupe transversale d'une cavité de roulement hypothétique figurant un roulement à rouleaux. Les caractéristiques sont similaires à une cavité de roulement conçue par P&WC. L'air contaminé et l'huile sont évacués par la même sortie au bas de la cavité. L'écoulement d'huile en paroi présenté dans la coupe A révèle une petite zone de recirculation à proximité du point de vidange de l'huile. La grande vitesse de rotation de l'arbre engendre des forces aérodynamiques qui étalent le film d'huile et entraînent une grande quantité d'huile sous-forme de gouttelettes. Le film d'huile résultant est donc plus mince et se différencie difficilement des gouttelettes qui sont entraînées par les forces de cisaillement de l'air (Chandra, Simmons, Pickering, & Tittel, 2010). Les gouttelettes générées par la désintégration du roulement sont aussi plus petites et susceptibles de s'évaporer si la température de l'air dans la cavité est importante ($> 450K$) et si le temps de résidence est élevé (Gavirua Arcila & Kakimpa, 2019).

Les cavités présentées à la Figure 1.4 présentent des schémas d'écoulements fort simplifiés dans le but de démontrer la complexité d'une modélisation numérique. Lorsque l'aéronef effectue des manœuvres de descente ou de montée, ou des manœuvres encore plus complexes comme pour les avions acrobatiques (ex. : Pilatus PC-21) ou les aéronefs employant des rotors inclinables (ex. : AW609), l'écoulement se complexifie encore plus, car le vecteur gravité peut se renverser; davantage d'huile doit être injectée et deux puisards doivent être employés.



Vue schématisée de la coupe A

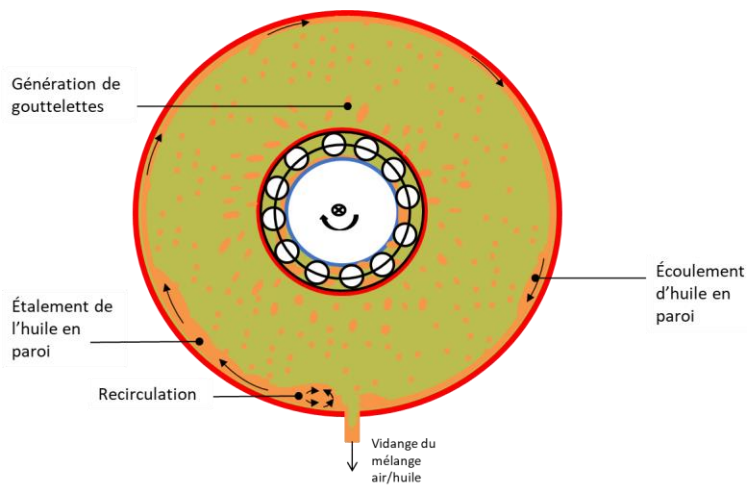


Figure 1.4 Cavité simplifiée à un arbre (basse pression) et à haute vitesse de rotation

L'interaction entre l'air et l'huile dans la cavité engendre différents régimes d'écoulement. L'huile alimente initialement le roulement par l'entremise de jets incidents (Figure 1.5a) ou par des conduites percées dans la bague intérieure du roulement (Figure 1.5b).

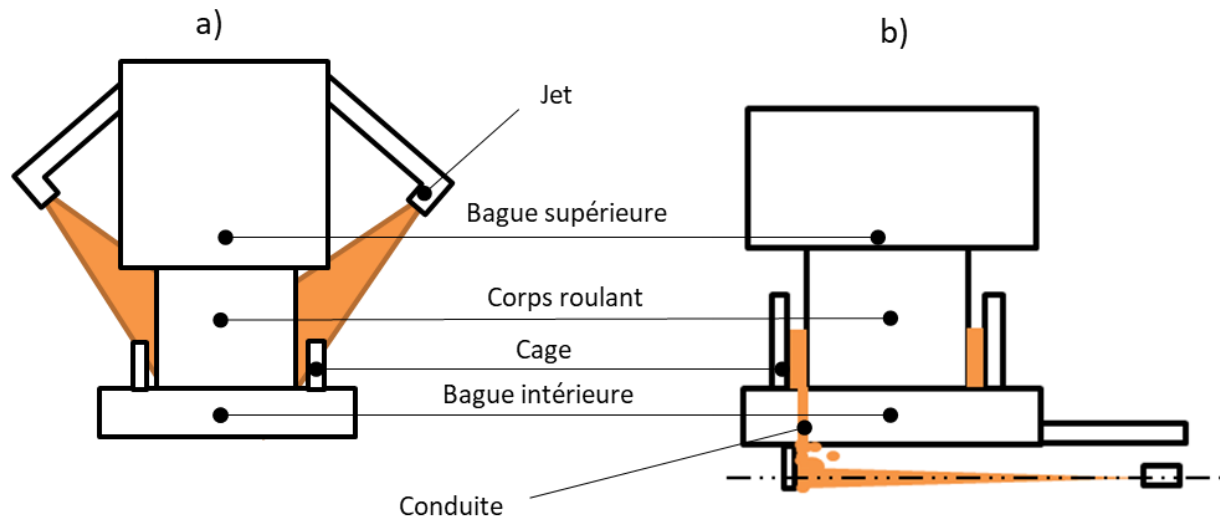


Figure 1.5 a) Jets incidents alimentant un roulement. b) Conduite percée dans la bague intérieure du roulement servant à alimenter le roulement par un jet situé à l'intérieur de l'arbre.

L'huile se sépare du roulement entre la bague supérieure et la cage sous-forme de film d'huile. L'atomisation du film d'huile se fait par une génération d'instabilités de surface à haute fréquence qui mènent à la création de ligaments liquides et de gouttelettes (Figure 1.6). La différence de pression au travers du roulement accélère la désintégration du film d'huile (Gorse, Dullenkopf, Bauer, & Wittig, 2008). Les gouttelettes sont entraînées par le mouvement convectif de l'air. Leur temps de résidence dans la cavité varie selon leur taille et la vitesse de rotation de l'arbre (Glahn et al., 1995). Les plus grosses gouttelettes rentrent rapidement en contact avec les parois de la cavité et éclatent générant de plus petites gouttelettes. Un film d'huile se développe et s'étend sur les parois. L'épaisseur et la direction du film d'huile sont affectées par la vitesse de rotation de l'arbre et par la pression de l'air dans la cavité (W Kurz, Dullenkopf, & Bauer, 2011; W. Kurz, Dullenkopf, & Bauer, 2013). Le film d'huile est co-courant à l'écoulement d'air si la rotation de l'arbre et la pression d'air dépassent une certaine valeur critique qui varie selon les débits d'air et d'huile entrants. À basses vitesses de rotation, la gravité s'oppose à l'entraînement du film d'huile par l'écoulement d'air ; l'écoulement d'huile en paroi peut donc se retrouver à contre-courant. Les

expériences étudiant les régimes du film d'huile se sont limitées à des vitesses de rotation allant jusqu'à 15 000 rpm (Wolfram Kurz & Bauer, 2014).

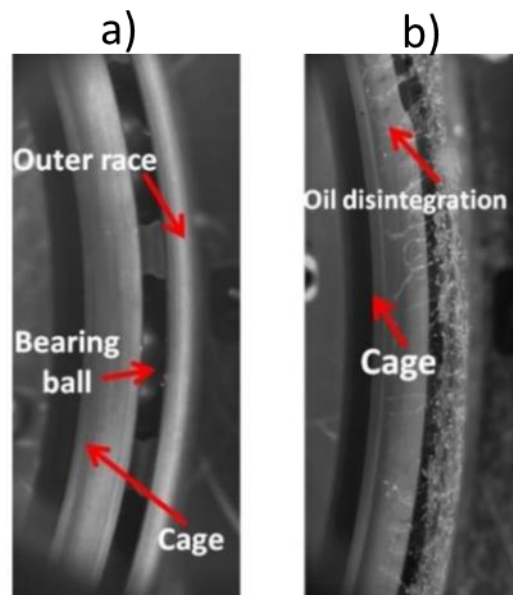


Figure 1.6 a) roulement sans huile b) Détachement du film d'huile provenant du roulement pour une vitesse de 5000 rpm (Hee et al., 2017)

La tension de surface de l'huile diminue de façon considérable avec la température. Il en résulte qu'à hautes températures et hautes vitesses, le film d'huile se transforme en une brume d'huile épaisse où figure un mélange de gouttelettes et de bulles (Hann, Cherdantsev, & Azzopardi, 2018). L'apparition de bulles dans le film d'huile conduit à une diminution du pouvoir convectif de l'huile à la paroi. Une augmentation de la vitesse de rotation de l'arbre favorise l'évacuation de la quantité réduisant l'épaisseur du film d'huile en paroi (Simmons & Chandra, 2014). Il en résulte que le comportement du film d'huile est très difficile à prédire dans des conditions de décollement lorsque le moteur est employé à sa puissance maximale.

Selon la forme du puisard employé au bas de la cavité (Chandra & Simmons, 2016), l'huile peut s'accumuler et créer des zones de recirculation où l'huile accumule de la chaleur et se dénature (Figure 1.7). L'arbre en rotation effectue un travail sur l'air et l'huile. Ce travail génère de la chaleur menant à une hausse non négligeable de température dans la cavité. Les petites gouttelettes générées par les éclabousses, le roulement et les forces de cisaillement de l'air peuvent

s'évaporer si l'environnement est à température élevée. Dans des cas extrêmes, ces petites gouttelettes pourraient accumuler suffisamment de chaleur pour engendrer une détonation (Peyton-Bruhl, Belton, Walker, Snowsill, & Young, 2019). Dans certains cas rares, l'huile peut prendre feu. Le manque d'oxygène dans la cavité engendre une combustion incomplète et entraîne la formation de dépôts de carbones en parois.

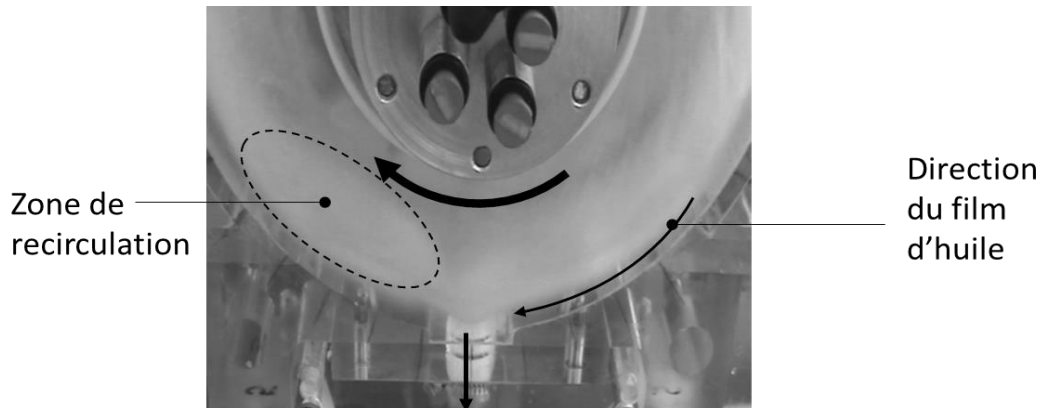


Figure 1.7 Cavité de roulement simplifiée à des fins d'observation de l'écoulement employant un arbre en rotation à 5 000 RPM et un débit volumique d'huile de 4 litres par minute (Chandra & Simmons, 2016)

La cavité de roulement peut être réduite à une zone où cohabitent un écoulement dispersé et un écoulement stratifié à vagues. On peut aussi le comparer à un écoulement annulaire dans une conduite chauffée (Wallis, 1968). L'écoulement d'air et d'huile peut être co-courant ou contre-courant. Les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont importants entre le régime dispersé et le régime stratifié. Selon les températures en jeu, l'écoulement dispersé peut réagir avec l'air en s'évaporant alors que le film d'huile peut réagir avec les surfaces chaudes et créer de l'ébullition locale. La vapeur d'huile peut prendre une certaine importance dans le volume de la cavité de roulement si l'air est à température élevée. Dans la thèse ci-présente, on s'intéresse à l'aspect multifluide (air et huile) de la cavité pour concentrer les efforts sur la modélisation des régimes stratifiés et dispersés, car l'aspect multiphasique (huile liquide et vapeur d'huile) prend une importance seulement dans les cavités très chaudes du moteur et pourra être l'objet d'un prochain projet de recherche.

1.3 Motivation et impact

Le manque d'outils numériques fiables et performants pour étudier les cavités de roulement force le déploiement de tests moteurs coûteux dès qu'une modification est appliquée à un design existant. L'élaboration d'un test expérimental monopolise de nombreux ingénieurs et ralentit le processus de développement affectant la compétitivité de l'entreprise. L'abondance de paramètres rend la similitude entre des cavités de différents moteurs ardue. Les conclusions obtenues sont spécifiques à une certaine géométrie utilisée et à certaines conditions d'opération. Par ailleurs, l'information obtenue d'un test moteur se limite souvent à des mesures de pression et de température. Le manque de données moteur rend les approches statistiques non conclusives. Des tests en laboratoire, avec des températures et des vitesses de rotation réduites, peuvent être effectués pour quantifier l'épaisseur du film d'huile recouvrant les parois de la cavité. Ces tests ne peuvent reproduire des conditions d'opérations critiques, mais peuvent servir à des fins de validation de modèles numériques.

Un modèle numérique fiable et flexible adapté à la physique des écoulements d'air et d'huile dans une cavité de roulement de moteur d'avion permettra aux ingénieurs de prévoir l'impact d'une modification avant son intégration au moteur. Le modèle numérique deviendra un outil pour quantifier et localiser l'huile sur les parois des composantes mécaniques au sein de la cavité. Avec cet outil, les ingénieurs pourront évaluer l'efficacité du drainage de l'huile, minimiser les zones d'assèchement dans la cavité et réduire les zones de recirculation de l'huile.

1.4 Organisation de la thèse

Cette thèse de doctorat présente le développement d'un outil numérique pour la modélisation des écoulements d'air et d'huile dans les cavités de roulement de moteurs d'avion. Le contenu de cette thèse est divisé en six chapitres. Le chapitre 2 fait état des outils numériques qui ont été employés antérieurement pour modéliser des écoulements similaires. À partir d'une critique des études antérieures, un nouvel outil permettant la transition de structures liquides d'une modélisation lagrangienne à eulérienne et vice-versa est proposé. Les détails de cet outil incluant ses divers mécanismes numériques sont présentés au chapitre 3. Le chapitre 4 propose trois cas tests qui démontrent la plage de validité et le fonctionnement des sous-mécanismes du nouvel outil

numérique. Le chapitre 5 teste l'intégration et le succès de l'outil numérique en l'appliquant à une simulation d'une cavité de roulement de moteurs d'avion testée en laboratoire à Karlsruhe Institute of Technologies. Le chapitre 6 présente une courte synthèse des travaux et leurs impacts. Quelques suggestions d'amélioration et de recherches futures sont aussi mentionnées.

1.5 Nombres sans dimensions importants

Au cours de cette thèse, des nombres sans dimension sont employés pour faciliter la compréhension des phénomènes physiques affectant des écoulements à deux phases (gazeuse et liquide). Contrairement à certains auteurs, l'appellation « écoulements à deux phases » employée dans cette thèse ne fait pas référence nécessairement au même fluide et est équivalente à l'appellation « écoulements à deux fluides ». Ici, les deux phases désignent l'air et l'huile. Le Tableau 1.1 définit six nombres sans dimensions.

Tableau 1.1 Nombres sans dimensions employés dans la thèse et leur définition

Nombre sans dimension	Définition
$\text{Re}_g = \frac{\rho_g \Omega R_1 (R_2 - R_1)}{\mu_g}$	Le nombre de Reynolds de la cavité de roulement (où g est l'indice de la phase gazeuse et R_1 est le rayon de l'arbre et R_2 le rayon de la paroi extérieure). Il représente le ratio entre les forces de convection et les forces visqueuses dans un écoulement de Couette.
$\text{Re}_l = \frac{\rho_l u_l L}{\mu_l}$	Le nombre de Reynolds (où l est l'indice de la phase liquide et L est une longueur caractéristique d'une structure liquide). Il représente le ratio entre les forces de convection et les forces visqueuses.
$\text{We}_\Omega = \frac{\rho_l (\Omega)^2 (2R_1)^3}{\sigma}$	Le nombre de Weber liquide d'un film liquide sur un disque en rotation, il représente le ratio entre l'énergie cinétique au sein du film liquide et l'énergie de tension de surface.
$\text{We}_l = \frac{\rho_l u_l^2 L}{\sigma}$	Le nombre de Weber liquide d'une structure liquide dans un processus d'atomisation, il représente le ratio entre l'énergie associée à l'inertie de la structure liquide et l'énergie de tension de surface.
$\text{We}_g = \frac{\rho_g u_{rel}^2 L}{\sigma}$	Le nombre de Weber gazeux (où u_{rel} la vitesse relative entre le gaz et le liquide), il représente le ratio entre les forces aérodynamiques et les forces de tension de surface.
$\text{Oh} = \frac{\sqrt{\text{We}_l}}{\text{Re}_l} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma L_l}}$	Le nombre de Ohnesorge, il est le rapport entre les forces visqueuses et une combinaison des forces de tension de surface et d'inertie de la structure liquide.
$\text{Fr} = \frac{\Omega R_1}{\sqrt{gL}}$	Le nombre de Froude, il est le ratio entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle gravitationnelle dans une cavité de roulement.
$\text{Ca} = \frac{\Omega R_1 \mu_l}{\sigma}$	Le nombre capillaire, il représente le ratio entre les forces visqueuses et de tension de surface dans le processus d'atomisation dans une cavité de roulement.

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE

2.1 Simulation et modélisation d'écoulement à deux phases

On peut classer les méthodes numériques employées pour étudier les écoulements à deux phases en méthodes eulériennes et lagrangiennes.

2.1.1 Méthodes eulériennes

Les méthodes eulériennes emploient une grille fixe pour solutionner une équation différentielle d'advection-diffusion (équation 2.1).

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) \quad 2.1$$

Où ϕ et Γ_ϕ sont fonction de la position sur la grille, \mathbf{x} , et du temps, t .

Pour les applications où les forces de convection sont dominantes comme dans les cavités de roulement, la discrétisation du terme d'advection de l'équation 2.1.1 engendre des difficultés numériques. Les schémas avant décentrés de premier ordre sont dispersifs et dissipatifs alors que les schémas d'ordre élevés sont oscillants (Cebeci, Shao, Kafyeke, & Laurendeau, 2005). Pour réduire les effets dissipatifs et dispersifs, il est nécessaire de réduire la taille entre les points de la grille. L'avancement en temps doit alors être réduit pour éliminer les effets oscillatoires. Le contrôle des instabilités numériquement se fait en surveillant le nombre de Courant-Friedrich-Lewy, $|\mathbf{u}|\Delta t/\Delta x$, et le nombre de Peclet, $|\mathbf{u}|\Delta x/\Gamma_\phi$.

Les méthodes eulériennes qui sont principalement employées pour la modélisation d'écoulement à deux phases immiscibles sont divisées en deux catégories ; les méthodes qui simulent directement l'écoulement en localisant l'interface géométrique entre les phases (Tryggvason, Scardovelli, & Zaleski, 2011) et les méthodes multfluides qui solutionnent des équations moyennées dans le temps et l'espace (M. Ishii & K. Mishima, 1984).

2.1.1.1 Les méthodes de simulation directe localisant l'interface

Les méthodes qui simulent directement l'écoulement doivent localiser l'interface entre les fluides pour solutionner les équations de Navier-Stokes. L'hypothèse d'un écoulement à deux phases immiscibles signifie que la composante normale de la vitesse résultante des fluides à l'interface doit être égale à la composante normale de la vitesse de l'interface. L'interface est une surface géométrique qui agit comme une condition frontière où sont appliquées les forces de tension de surface. Tryggvason et al. (2011) définissent une simulation directe d'un écoulement à deux phases, i , sans effets de compressibilité et sans échange de masse selon les équations 2.2 et 2.3.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{Pour } \Omega_i, \quad 2.2$$

$$\rho_i \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \cdot (-p \mathbf{I} + \mu_i (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)) + \rho_i \mathbf{g} \quad i = 1, 2 \quad 2.3$$

Avec les conditions de saut à l'interface S

$$[\mathbf{u}]_S = \mathbf{0}$$

$$-[-p + 2\mu \mathbf{n} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{n}]_S = \sigma \kappa$$

$$-[2\mu \mathbf{t}^{(k)} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{n}]_S = \mathbf{t}^{(k)} \cdot \nabla_S \sigma$$

Où σ est la tension de surface, κ la courbure à l'interface et $\mathbf{t}^{(k)}$ sont des vecteurs unitaires tangentiels à l'interface.

La localisation de l'interface peut être effectuée à partir d'une équation de transport supplémentaire comme pour la méthode Volume of Fluid (VoF) (Hirt & Nichols, 1981) et pour la méthode Level-Set (L-S) (Sussman, Smereka, & Osher, 1994). La méthode VoF effectue l'advection de la fraction de volume d'une des phases et nécessite une étape intermédiaire pour orienter et reconstruire l'interface. La méthode Level-Set effectue l'advection d'une distance signée de l'interface et a l'avantage d'être une fonction lisse. Il est donc possible de directement obtenir la courbure de l'interface à partir du gradient de la fonction Level-Set et de calculer les forces de tension de surface. Cependant, la méthode Level-Set employée seule ne peut pas satisfaire la conservation de la masse. Pour obtenir une topologie précise de l'interface tout en conservant la masse de chaque phase, il est nécessaire de développer des méthodes couplant l'advection de la fraction de volume

à des méthodes de suivi précises de l'interface. Avec l'avancement en puissance des ordinateurs, nous avons vu apparaître des méthodes comme Marker-Level-Set (Mihalef, Metaxas, & Sussman, 2007), Marker-Volume-of-Fluid (Aulisa, Manservigi, & Scardovelli, 2003), Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid (Sussman & Puckett, 2000) et Ghost-Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid (Menard, Tanguy, & Berlemont, 2007). Le point sensible de ces méthodes demeure la dépendance du terme d'advection des fonctions VoF et L-S au schéma numérique employé et au raffinement du maillage à proximité de l'interface. Une alternative est la méthode par capture de front (Unverdi & Tryggvason, 1992) qui emploie une grille fixe où sont solutionnées les équations de Navier-Stokes et une grille géométrique non structurée déformable pour représenter l'interface. Cette méthode localise l'interface sans être influencée par les effets diffusifs des schémas d'advection, mais nécessite d'effectuer un remaillage de l'interface à chaque avancement en temps. Le remaillage est une opération fort coûteuse pour les simulations en trois dimensions et particulièrement complexe lorsque des structures liquides ou gazeuses se fragmentent ou coalescent.

Pour les applications industrielles où de nombreuses simulations doivent être effectuées avec un budget limité de puissance de calcul, il est acceptable de réduire le degré de précision du suivi de l'interface si une diminution du temps de calcul peut être obtenue. L'emploi d'une fonction de transport VoF a l'avantage de réduire la demande en puissance de calcul en employant un seul jeu d'équations de conservation pour les deux phases de l'écoulement. Au lieu d'employer une condition frontière avec un saut de pression à l'interface, les propriétés des cellules traversées par l'interface peuvent être approximées comme une moyenne pondérée par le volume occupé par chaque phase. La tension de surface est jugée constante et les forces associées peuvent être modélisées comme un terme source ajouté aux équations de Navier-Stokes des cellules traversées par l'interface (Brackbill, Kothe, & Zemach, 1992). Cette approche se retrouve dans la majorité des codes commerciaux de calcul comme ANSYS Fluent (FLUENT®, 2018). L'équation 2.2 est conservée et l'équation 2.3 prend la forme suivante :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla \cdot (-p\mathbf{I} + \mu_i(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)) + \rho \mathbf{g} + \sigma \kappa \mathbf{n} \delta_s \quad 2.4$$

Young and Chew (2005) ont testé le potentiel de la méthode VoF sur des applications dont les forces en jeu sont similaires à celles rencontrées dans le système d'air et d'huile d'un moteur d'avion. Leurs études se sont concentrées sur des cas simples comme le déplacement de l'huile dans un baril en rotation. Malgré quelques déviations de la méthode par rapport aux résultats anticipés, ils ont recommandé de continuer l'évaluation de la méthode VoF afin d'en faire un outil d'analyse pour des applications dans le domaine de l'aérospatial. Robinson, Morvan, and Eastwick (2008) ont évalué la précision de la méthode VoF en simulant le drainage d'un réservoir similaire à un réservoir d'huile de moteur d'avion. Les résultats obtenus ont de nouveau démontré le potentiel de la méthode. Il faut mentionner que les forces de cisaillement entre l'air et l'eau à la surface du réservoir et les vitesses en jeu sont faibles rendant la simulation plutôt simple et peu représentative du drainage d'une vraie cavité de roulement. D. Peduto, Hashmi, Dullenkopf, Bauer, and Morvan (2011) ont appliqué les conclusions de l'étude précédente à la vidange de l'huile d'une cavité de roulement. La géométrie employée inclut un arbre en rotation et une partie de la ligne de récupération de l'huile. Selon les conditions d'opération investiguées, le cisaillement de l'air généré par la rotation de l'arbre devrait arracher des structures liquides du film d'huile. Cependant, dans leur simulation, le raffinement de maillage employé n'est pas suffisant pour capturer ces petites structures liquides. En d'autres mots, la simulation directe des structures liquides n'est pas réaliste. Il n'est pas possible de capturer avec précision les transferts de quantité de mouvement par cisaillement entre l'air et l'huile sur un maillage qui est grossier à l'interface. Ils ont soulevé qu'il est nécessaire de modéliser la turbulence en considérant l'effet stabilisant de l'interface et les structures liquides qui ne sont pas reconstruites. Ils ont suggéré d'employer un modèle de turbulence à deux équations où la viscosité turbulente est imposée comme nulle dans les cellules traversées par l'interface. Cela a pour effet de réduire la contribution des contraintes de Reynolds dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement à l'interface et de rendre l'écoulement laminaire. Avec cette modification, les prédictions numériques se sont rapprochées des mesures expérimentales pour ce qui est de la quantification de l'épaisseur du film d'huile à la paroi.

Bristot, Morvan et Simmons (2016) ont proposé d'employer la méthode VoF pour quantifier spécifiquement l'épaisseur du film d'huile dans une cavité de roulement. Leur méthode emploie un terme source supplémentaire dans l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente tel

que proposé par Egorov et al. (2004) pour réduire les contraintes turbulentes à l'interface. Ils ont appliqué leur méthodologie à la cavité de roulement étudié à KIT par Krug (2012) dont les mesures du film d'huile ont été effectuées à l'aide de sondes capacitives (W. Kurz et al., 2013). Le passage de l'air au travers du roulement a été négligé pour réduire le domaine de calcul à celui d'une des chambres de la cavité. L'huile est injectée dans la cavité sous forme d'un film d'huile mince provenant de l'espace entre la bague supérieure et la cage du roulement. Cette simplification est justifiée par les photographies de Hee et al. (2017) qui démontrent l'atomisation d'un film d'huile se détachant du roulement à cette position (Figure 1.6). La méthodologie utilise un modèle VoF employant un schéma d'advection implicite de second ordre pour la reconstruction de l'interface. Cet algorithme permet l'utilisation d'une discrétisation temporelle implicite de second ordre et d'un pas de temps supérieur au schéma de reconstruction de l'interface explicite fréquemment utilisé. Le raffinement du maillage est démontré suffisant pour capturer le profil de vitesse d'un film d'huile de $200\mu m$ à la paroi. Cependant, au centre de la cavité, la discrétisation spatiale est plus grossière, et amplifie la diffusion numérique du schéma d'advection de l'équation de transport de la fraction de volume faisant en sorte qu'il est impossible de visualiser l'écoulement dispersé dans la cavité. Alors, les gouttelettes générées par l'entraînement de l'air et la désintégration du film d'huile provenant du roulement ne peuvent pas être résolues. Les mesures d'épaisseur du film d'huile obtenues par la simulation diffèrent de manière significative des résultats expérimentaux. Les auteurs ont attribué ces écarts à la modélisation de la turbulence. Ils ont alors évalué l'impact du terme source employé dans l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sur les mesures d'épaisseur du film d'huile (Bristot, Morvan, Simmons, & Klingsporn, 2017). Les résultats des simulations effectuées ont démontré une grande sensibilité des résultats à l'amplitude de la constante employée avec ce terme source. La modélisation de la turbulence dans les simulations RANS multifluides demeure un domaine peu exploré où peu de solutions ont été proposées jusqu'à présent.

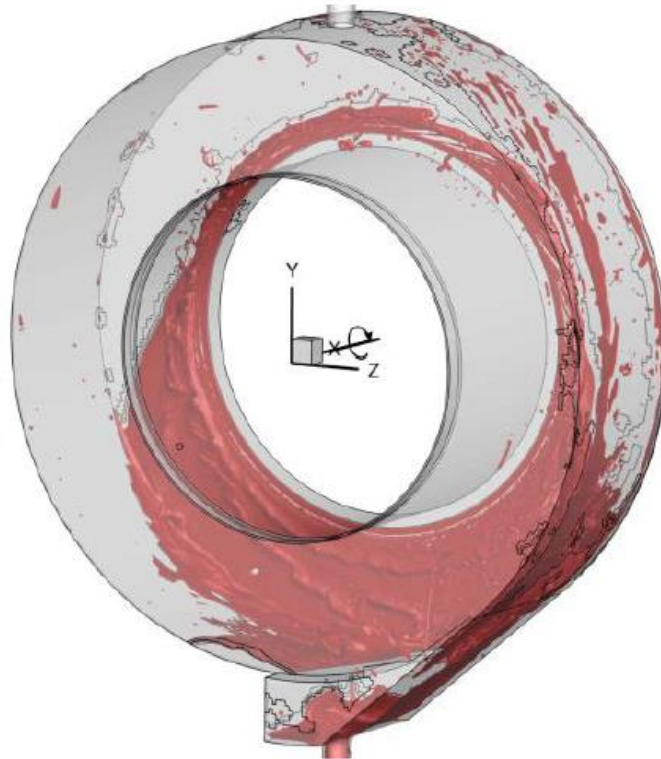


Figure 2.1 – Simulation d’une cavité de roulement par méthode VoF avec un maillage adaptatif (5000 rpm) (Krug, 2012)

La méthode VoF a aussi été employée pour évaluer l’efficacité d’extraction de l’huile de cavités de roulement [(Krug, 2012) (Lyu, Zhao, Liu, & Ren, 2016) (Chandra & Simmons, 2016)] et pour tester des concepts innovants de puisard (Figure 2.1) permettant de réduire le volume total d’huile résidant dans la cavité. Krug (2012) a par ailleurs employé un maillage adaptatif dans l’optique d’augmenter la résolution spatiale à l’interface gaz-liquide. Cependant, l’utilisation d’un maillage adaptatif nécessite une répartition du maillage entre les cœurs de calcul des processeurs, et ralentit, de ce fait, la simulation considérablement. Il est à savoir si l’emploi d’un maillage adaptatif est plus avantageux pour ce type de simulation par rapport à un maillage statique stratégiquement raffiné.

On conclut que la simulation directe d’un écoulement à deux phases à partir de la méthode VoF a déjà été employée avec succès pour la simulation de l’huile dans des cavités de roulement, mais elle se limite à la capture du film d’huile en paroi. Le niveau de précision de cette méthode dépend de la discrétisation locale du maillage et du schéma d’advection de la fonction VoF.

2.1.1.2 Les méthodes multifluides moyennées dans le temps

Les méthodes multifluides moyennées dans le temps emploient un jeu d'équations par fluide. Les jeux d'équations sont couplés par des équations de fermeture et solutionnés sur la même discrétisation spatiale. La formulation des équations moyennées dans le temps fait en sorte que deux fluides peuvent occuper une fraction de la même cellule de calcul, mais posséder des vitesses différentes. Les équations de fermeture couplant les jeux d'équations décrivent le transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les fluides. Elles servent en d'autres mots à compenser la filtration d'information par la discrétisation spatiale et la formulation moyennée des équations de conservation en temps. L'intensité des interactions entre les phases dépend de la densité interfaciale. Il s'agit d'une variable moyennée qui quantifie l'aire de l'interface entre les fluides par unité de volume. Contrairement aux méthodes VoF ou L-S, il n'y a pas de reconstruction ou de suivi de l'interface.

Les échanges de quantité de mouvement entre les fluides ont un caractère diffusif qui stabilise le calcul numérique. Les équations de conservation moyennées du modèle à deux fluides de Ishii and Mishima (1984) pour un écoulement à deux phases, i , sans effets de compressibilité et échange de masse prennent la forme suivante :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u}_i &= 0 \\ \sum_i \alpha_i &= 1\end{aligned}\quad 2.5$$

$$\alpha_i \rho_i \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right) = -\alpha_i \nabla p_i + \nabla \cdot \alpha_i \mu_i (\nabla \mathbf{u}_i + (\nabla \mathbf{u}_i)^T) + \alpha_i \rho_i \mathbf{g} + M_{k,i} - \nabla \alpha_i \cdot \tau_{ik} \quad 2.6$$

Où $M_{k,i}$ est l'échange de quantité de mouvement interfaciale reliée à la trainée généralisée et τ_{ik} est le cisaillement interfacial. La modélisation du terme $M_{k,i}$ dépend de la nature et du régime de l'écoulement. Il s'en suit par conservation que la condition suivante doit être respectée :

$$\sum_i M_{k,i} = 0 \quad 2.7$$

Les équations de fermeture des méthodes multifluides, comme celle proposée par Ishii and Mishima (1984), nécessitent une connaissance a priori des phénomènes qui se produisent à l'interface. Ces équations sont souvent nourries de corrélations expérimentales nécessitant une abondance de mesures fiables des structures liquides telles que des vagues, des ligaments et des gouttelettes à l'interface. Dans une cavité de roulement, l'arbre en rotation transmet de la quantité de mouvement à l'air. L'air transmet à son tour une partie de sa quantité de mouvement à l'huile. Gorse, Busam, and Dullenkopf (2006) ont tenté d'évaluer cette interaction entre l'air et l'huile, mais étant donné les limitations des instruments de mesure, ils se sont contentés de l'observer. Ils ont constaté qu'à hautes vitesses de rotation, le cisaillement de l'air peut arracher une quantité considérable de gouttelettes au film d'huile en paroi (Figure 2.2) alors qu'à basses vitesses la gravité peut entraîner le détachement et le refoulement du film d'huile.

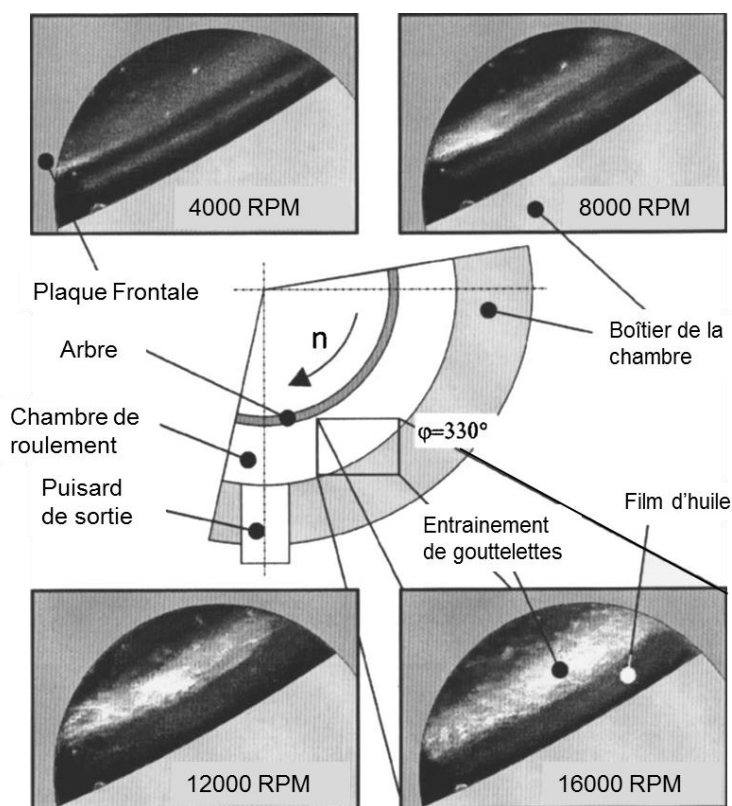


Figure 2.2 Visualisation de l'entraînement des gouttelettes à proximité du film d'huile dans une chambre de cavité de roulement (Gorse et al. 2006)

Le développement des méthodes de fluorescence induite par laser (BBLIF) (Alekseenko, Cherdantsev, Heinz, Kharlamov, & Markovich, 2014) a permis à Cherdantsev, Hann,

Hewakandamby, and Azzopardi (2017) d'étudier plus en détail l'entraînement de gouttelettes par le cisaillement de l'air et leur réintroduction dans le film liquide. Avec cette méthode, ils ont pu mesurer la vitesse des vagues, des gouttelettes et l'épaisseur du film liquide pour différentes vitesses d'écoulement d'air. Les caractéristiques des écoulements étudiés se rapprochent de celles des écoulements au sein des cavités de roulement. Leur capture d'images (Figure 2.3) témoigne de la complexité des interactions entre les structures liquides. Lorsqu'une gouttelette se détache du film par les forces de cisaillement de l'air, elle est accélérée par les forces d'entraînement. En se déplaçant plus rapidement que la vague d'où elle a été arrachée, elle rattrape la vague suivante. Si la gouttelette percute la tête de la vague avec un angle normal à l'interface, l'impact génère un cratère et une couronne liquide qui peut se briser en ligaments et produire des gouttelettes secondaires (Samenfink, Elsäßer, Dullenkopf, & Wittig, 1999). Si la gouttelette survole la tête de la vague, l'angle d'impact de la gouttelette est oblique et favorise l'entrée d'air dans le liquide et donc la production de bulles. Ces constatations témoignent de la complexité que prend une modélisation mathématique des interactions qui ont lieu à l'interface d'un film liquide soumis à un écoulement d'air cisailé.

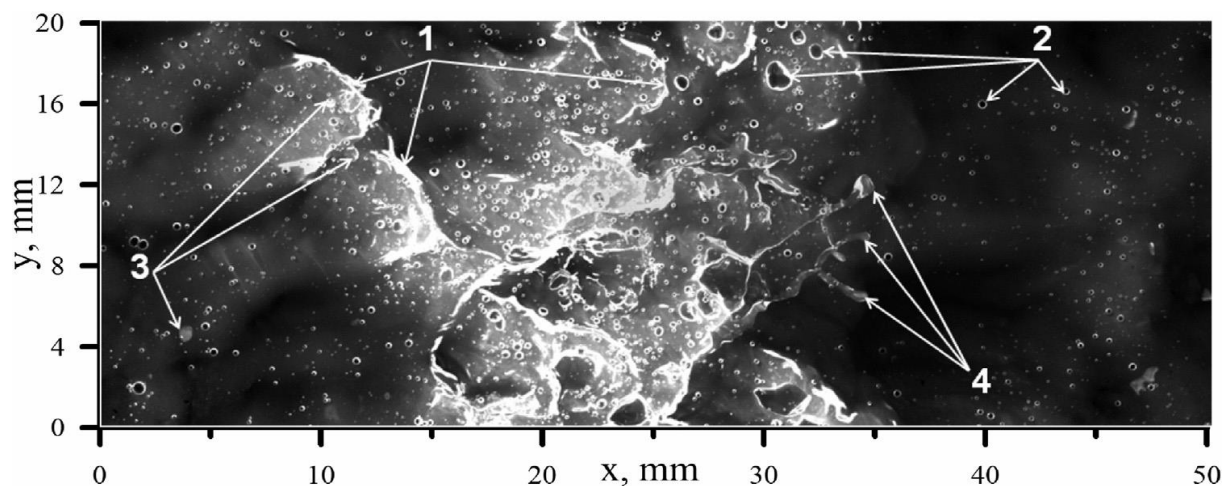


Figure 2.3 Capture instantanée d'une distribution du film d'huile pour une vitesse d'air de 35m/s et un $Re_l = 360$. (1. Ondes rapides 2. Bulles d'air 3. Gouttelettes d'eau 4. Rupture d'une feuille liquide qui se brise sous forme de jets avant d'être entraînée. (Cherdantsev et al. (2017))

La topologie de l'interface résulte de l'interaction entre les forces aérodynamiques, turbulentes, de tension de surface et de gravité. Parmi les forces aérodynamiques, le cisaillement entre le gaz et le

liquide est particulièrement déterminant de la topologie d'un écoulement à deux phases à nombre de Reynolds élevé ($Re > 3000$). Cet échange de quantité de mouvement entre les phases est nommé friction interfaciale ou trainée de cisaillement interfaciale. Lockhart and Martinelli (1949) et Chisholm (1967) ont développé des relations algébriques à partir de plusieurs centaines de mesures effectuées à partir d'écoulements d'air et d'eau dans des conduites pour comprendre les pertes de charge entraînées par des écoulements à deux fluides isothermes. Ils ont proposé d'estimer la friction interfaciale entre le liquide et le gaz à partir d'une fonction du frottement à la paroi. Des relations et des graphiques empiriques ont été créés pour distinguer les différentes variations de topologie de l'interface entre les phases qui ont été ensuite classées en régime d'écoulement. Une variation de topologie entraîne une variation du cisaillement interfacial. Une variation du cisaillement interfacial entraîne un changement de topologie de l'interface. Cette non-linéarité fait en sorte qu'aucune relation analytique n'est en mesure de prédire avec précision la topologie d'une interface sans effectuer une hypothèse initiale sur son cisaillement interfacial ou vice-versa (Kosky, 1971). Plusieurs chercheurs (Kim, Kojasoy, & Guo, 2010; Kong & Kim, 2017; Lee & Lee, 2001) continuent à développer des relations expérimentales entre les interactions à l'interface et les régimes d'écoulement dans différentes formes de conduite. Bien que ces relations soient pertinentes à des industries spécifiques, en employant une relation expérimentale pour la trainée de cisaillement interfacial, on doit connaître le régime de l'écoulement avant de l'étudier. Le passage d'un régime d'écoulement à vagues à un écoulement annulaire dans une conduite horizontale ne dépend que d'une faible variation de la vitesse superficielle des fluides pour que la topologie de l'interface change complètement (Weisman, Duncan, Gibson, & Crawford, 1979). La sélection d'un modèle de cisaillement interfacial basé sur des mesures effectuées sur un régime à vagues ne pourrait prédire le changement de régime de l'écoulement. Par ailleurs, la majorité des mesures qui ont été effectuées pour estimer la trainée de cisaillement interfacial à partir de sondes de pression ont été réalisées sur des écoulements en régime permanent et ne pourrait convenir à un écoulement transitoire dont le régime multiphasique est variable.

Kocamustafaogullari and Ishii (1995) ont développé une équation de transport de la densité de surface interfaciale pour prédire les changements de topologies de l'interface. La densité de surface interfaciale est le ratio entre la surface des structures liquides et leur volume. Les écoulements dispersés comme les gouttelettes produites par les vaporisateurs et les bulles produites par

l'ébullition de l'eau peuvent être considérés comme des populations de particules en mouvement. Une grande densité interfaciale signifie une atomisation importante des structures liquides ou une forte densité de petites bulles. Une équation de transport de la densité interfaciale prend en considération la rupture des gouttelettes ou des bulles, leur naissance et leur coalescence. Ishii and Hibiki (2010) ont développé un modèle à deux fluides avec une équation de transport de la densité de surface interfaciale pour représenter la transition d'un régime à bulles à un régime à bouchons dans une conduite. L'emploi d'une équation de transport supplémentaire avec deux jeux d'équations de conservation alourdit énormément le calcul spécialement en trois dimensions. Pour réduire le nombre d'équations de transport à résoudre, certains auteurs ont préféré lier la densité de surface interfaciale par une relation algébrique à la fraction de volume occupé par une phase pour déterminer la nature de l'écoulement. Tentner, Lo, Ioilev, Samigulin, and Ustinenko (2005) ont employé un critère basé sur la fraction de volume occupé par chaque phase pour déterminer l'épaisseur du film liquide en contact avec la paroi de la conduite et permettre la fermeture de leurs équations. La validation de leur code a été fructueuse pour quelques cas tests simples d'écoulement annulaire en régime permanent. Höhne et al. (2010, 2011 et 2013) ont employé un modèle algébrique de densité interfaciale basé sur la définition de trois régimes d'écoulement : à bulles, stratifié et à gouttelettes. Pour chaque régime, un coefficient de traînée et une densité de surface interfaciale sont employés. La traînée totale échangée entre les phases est déterminée par des fonctions de mélange qui évaluent la contribution de chaque régime à l'interface. Les coefficients de ces fonctions sont déterminés par des tests de calibration en laboratoire.

Benkenida et Magnaudet (2000) ont suggéré une méthode par large interface, Large Scale Interface, où l'interface n'est pas reconstruite, mais seulement localisée dans une certaine zone du maillage. Henriques, Coste, Pigny, and Magnaudet (2006) ont repris cette idée et l'ont intégré à un code multifluide où une équation de transport de la fraction de volume par phase est employée pour déduire la topologie de l'interface (présence de bulles ou de gouttelettes). Coste et al. (2008) et (2013) ont repris cette idée en employant une méthode à partir du gradient de la fraction de volume pour déduire les structures au sein du large interface. Gada, Tandon, Elias, Vikulov, and Lo (2017) ont employé une fonction attribuant un poids différent aux termes d'interactions entre les phases selon leur fraction de volume dans chaque cellule de calcul. La présence d'une faible fraction de volume liquide dans une cellule contenant du gaz signifie la présence d'un écoulement

dispersé de gouttelettes alors que la présence d'une faible fraction de volume d'air dans une cellule contenant du liquide signifie la présence de bulles. L'interface large est délimitée par un intervalle de la plage de fraction de volume. Les bornes de cette plage ont été déterminées par calibration à partir de mesures expérimentales. L'interface large n'a pas de sens physique, mais représente la zone spatiale dans le volume de contrôle où les interactions entre les fluides sont les plus importantes et où chaque phase occupe un volume relativement similaire. Selon le régime de l'écoulement dans une cellule de calcul, une somme de fonctions de poids (Figure 2.4) vient modifier les relations de fermeture qui relient les jeux d'équation de conservation entre les fluides. Le modèle à deux fluides de Gada et al. (2017) s'est avéré supérieur au modèle VoF sur une discrétisation équivalente pour différents régimes d'écoulement et présente un intéressant potentiel.

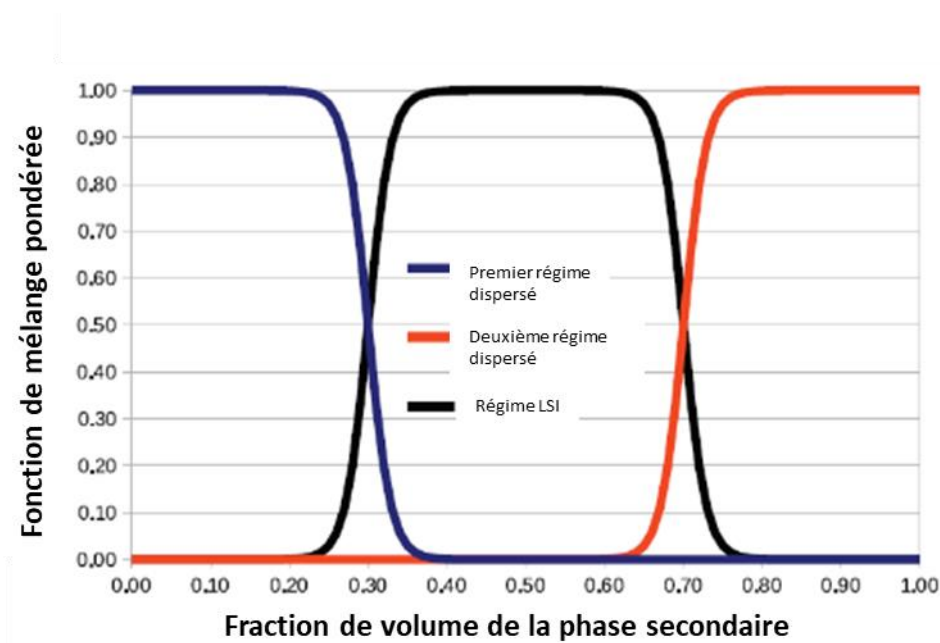


Figure 2.4 Variation de la fonction de poids pour les termes d'interaction entre les différents régimes (dispersés et *Large Scale Interface* (LSI)) selon la fraction de volume occupée dans une cellule de calcul (Gada et al., 2017)

Le principal point négatif des modèles multifluides est en rapport avec leur validation. Ce point négatif est soulevé en détail dans Coste (2013). Il est difficile de séparer la validation de la vérification d'une méthode multifluide. Les méthodes multifluides sont très sensibles à la qualité

du maillage et nécessite l'emploi d'un solveur capable de résoudre des systèmes d'équations très couplés. Pour une simulation dont les résultats ont été jugés insatisfaisants, il est difficile d'évaluer si c'est la formulation des termes d'interaction et leur calibration qui sont erronées ou si la discrétisation spatiale n'est pas adéquate. Parallèlement, lorsque plusieurs équations de fermeture sont employées dans la même simulation, il est possible qu'une combinaison d'erreurs dans ces équations fasse en sorte qu'une validation soit jugée positive pour un cas test, mais que si chaque équation avait été évaluée individuellement, il n'en aurait pas été le cas. Pour réduire la probabilité que cette situation se produise, Coste (2013) a évalué l'implémentation de son modèle LIM (*Large Interface Model*) au code NEPTUNE (Bestion & Guelfi, 2005) à partir de cinq cas tests pour vérifier individuellement la modélisation de la friction entre les phases, le modèle de turbulence et le modèle de condensation pour différents régimes d'écoulement et de combinaisons de fluides.

L'emploi d'une méthode multifluide est non seulement complexe d'un point de vue numérique, mais nécessite une calibration des équations et des termes de fermeture menant à une limitation de la plage d'opération et d'application de ces modèles. Les applications sur une discrétisation spatiale en trois dimensions sont par ailleurs peu nombreuses dans la littérature étant donné la puissance de calcul nécessaire pour solutionner deux jeux d'équations de conservation et de modèles de turbulence en plus des équations de fermeture.

2.1.2 Méthodes lagrangiennes

Les méthodes lagrangiennes consistent à suivre le déplacement d'un volume de fluide dans l'espace en solutionnant une équation du mouvement. L'équation 2.1 peut être réécrite du point de vue du volume de fluide à partir de la dérivée matérielle, d/dt . Le taux de changement d'une quantité, $\hat{\phi}$, transportée par ce volume de fluide est décrit par l'équation 2.8.

$$\frac{d\hat{\phi}}{dt} = \hat{\nabla} \cdot (\Gamma_{\hat{\phi}} \hat{\nabla} \hat{\phi}) \quad 2.8$$

Où $\hat{\phi}$ et $\Gamma_{\hat{\phi}}$ sont fonction de la position initiale du volume de fluide, \mathbf{a} , et du temps, t .

Pour les liquides incompressibles, la formulation lagrangienne a l'avantage d'assurer la conservation de la masse en discrétisant l'écoulement en paquets de masse constante. La dérivée

matérielle élimine les limitations numériques associées à la discrétisation du terme d'advection de la formulation eulérienne. Les méthodes lagrangiennes présentent des solutions qui sont très sensibles au nombre de paquets de fluide employés pour discrétiser l'écoulement (Hosain, 2018). Un examen des publications récentes touchant la simulation de l'air et l'huile pour des applications industrielles à partir de méthodes lagrangiennes (Ambrose, Morvan, & Simmons, 2018; A. Kruisbrink, Morvan, & Pearce, 2014; Wieth et al., 2015; Zhao, Liu, Lu, & Hu, 2015a) soulève un intérêt pour les méthodes du type Smoothed Particles Hydrodynamics (SPH), des méthodes de Boltzmann sur réseaux (LBM) et des méthodes Euler-Lagrange.

2.1.2.1 La méthode SPH

La méthode SPH est une méthode dite sans maillage et puise son fondement de méthodes numériques utilisées en astrophysique dont les publications originales datent des années 70 (Gingold & Monaghan, 1977) (Lucy, 1977). La méthode SPH est à la base une technique d'interpolation. Elle consiste à effectuer une estimation par noyau de la forme intégrale d'une équation différentielle partielle. L'estimation par noyau de l'intégrale d'une fonction consiste à faire la sommation de son évaluation sur une série de points discrets qui sont ici des particules. JK Chen and Beraun (2000) ont appliqué la technique d'estimation par noyau à une expansion par série de Taylor des dérivées partielles pour formuler une méthode SPH généralisée. Ils ont ensuite appliqué leur méthodologie pour solutionner les équations de Burger avec une variété de conditions frontières donnant un aperçu du potentiel de leur méthode SPH pour solutionner les équations de Navier Stokes. Après plus d'une décennie de progrès, les méthodes SPH sont encore confrontées à des défis quant à la modélisation des conditions frontières des parois en mouvement, des surfaces libres et des interfaces entre deux fluides de densités différentes. A Kruisbrink, Pearce, Yue, Cliffe, and Morvan (2011) ont appliqué un nouveau concept de condition frontière de pression en paroi pour les méthodes SPH. Ils ont testé leur nouveau cadre numérique sur des applications figurant des régimes d'écoulement dispersés et stratifiés comme des cavités de roulement de moteur d'avion (A. Kruisbrink et al., 2014). Korsukova, Kruisbrink, Morvan, Cageao, and Simmons (2016) ont employé une méthode SPH où seulement le liquide est discrétisé par des particules lagrangiennes pour déterminer l'efficacité d'un distributeur rotatif d'huile servant à la lubrification des roulements de moteur d'aéronefs. Ils ont comparé leurs résultats à

une méthode VoF et à des mesures expérimentales. Les efficacités de distribution d'huile calculées par la méthode VoF et SPH ont su se placer à près de 15% des mesures expérimentales. Wieth et al. (2015) ont employé une méthode SPH où l'air et l'huile sont discrétisés par des particules lagrangiennes pour simuler le film d'huile dans une cavité de roulement simplifiée à deux dimensions. Les résultats démontrent une facilité pour la méthode SPH à capturer l'entraînement de l'huile par l'air. Les résultats à deux dimensions sont prometteurs d'une simulation détaillée complète de la cavité. Keller et al. (2017) ont évalué le besoin de discrétiser l'air en particules lagrangiennes pour l'étude de la lubrification d'un engrenage par un jet d'huile incident. Ils ont démontré que pour cette application, le fait de seulement simuler la phase liquide par SPH et d'ignorer la présence de l'air avait très peu d'impact sur l'éclaboussement du jet lors de son impact avec la dent de l'engrenage. En utilisant seulement des particules pour décrire le comportement de l'huile, la puissance de calcul nécessaire pour accomplir la simulation peut être réduite de façon importante. L'emploi d'une méthode SPH à une seule phase s'est avéré plus de 15 fois plus rapide qu'une méthode à deux phases SPH et près de 30 fois plus rapide qu'une simulation VoF en employant une discrétisation spatiale du même ordre. Il faut mentionner que les méthodes SPH solutionnent directement les équations de Navier Stokes et ne modélisent pas la turbulence. Elles ne sont pas appropriées pour les écoulements très convectifs et pour capturer les effets aux parois comme les films minces liquides.

2.1.2.2 La méthode LBM

La méthode de Boltzmann sur réseau (*Lattice Boltzmann Method*) prend son origine des équations mésoscopiques de la cinétique des gaz. Cette méthode utilise une approximation de l'équation de Boltzmann dans le but de capturer le comportement hydrodynamique d'un écoulement de particules (S. Chen & Doolen, 1998). L'équation de Boltzmann permet d'approcher statistiquement la mécanique des fluides et puise son origine des études sur la cinétique des gaz effectuées au 19^e siècle (Alexeev, 2004) et (Kremer, 2010). Elle est particulièrement employée pour l'étude des écoulements où les échelles de longueurs sont d'un ordre de grandeur similaire aux distances moyennes franchies par les molécules de gaz avant d'entrer en collision. La méthode ne consiste pas à simuler toutes les collisions entre les molécules d'un fluide, mais à modéliser ce transfert de quantité de mouvement entre des points de discrétisation d'un domaine. Les

composantes de vitesse à chacun de ces points sont représentées par des fonctions de distribution et leurs intégrales satisfont la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Le coût de calcul est considérablement augmenté pour les simulations nécessitant de coupler la conservation de l'énergie à la quantité de mouvement, car il faut augmenter le nombre de points d'intégration pour appliquer la quadrature de Gauss. Les effets de compressibilité requièrent l'application d'un schéma thermohydrodynamique supplémentaire à la méthode LBM et sont sujets actifs de recherche (Palabos, 2012). La méthode LBM est expliquée avec plus de détails dans S. Chen and Doolen (1998). La méthode LBM permet le suivi de l'interface entre deux fluides immiscibles. La vidange d'un bassin de glycérine a été simulée à l'aide d'une méthode VoF et ensuite d'une méthode LBM (Cruz, Rodriguez, Ordonez, & Munoz, 2013). Un test expérimental a permis de mesurer la longueur du jet de liquide créé au point de fuite du bassin et de comparer cette mesure aux prédictions des simulations numériques. Les longueurs du jet prédites par les méthodes VoF et LBM se sont retrouvées à moins de 4 et 7% des mesures expérimentales. Cette étude soulève que la méthode LBM requiert beaucoup moins de temps de calcul que la méthode VoF pour le même nombre de points de discrétisation. Cependant, les résultats obtenus avec la méthode LBM diffèrent davantage des mesures expérimentales que la méthode VoF. Le logiciel XFlow de la compagnie Next Limit Technologies a démontré des résultats très précis pour des phénomènes multiphasiques ayant lieu dans des boîtes d'engrenages (XFlow, 2016). Le code XFlow utilise un procédé de discrétisation adaptatif qui permet à l'utilisateur d'esquiver l'étape de maillage. La méthode de discrétisation par LBM permet de paralléliser de manière hautement efficace les nœuds de calculs. La modélisation de l'équation de Boltzmann par LBM permet l'intégration de modèle de simulations des grandes échelles de turbulence (LES) et donc d'une capture avec grande fidélité des écoulements très convectifs (Teixeira, 1998). Présentement, il n'y pas d'applications soulevées par l'industrie aérospatiale privilégiant une résolution par la méthode LBM pour des applications d'écoulements à deux phases. Cette observation est probablement due au niveau de maturité des codes commerciaux de LBM et de leur compétitivité par rapport aux codes de volumes finis comme ANSYS Fluent. Cependant, cela pourrait bientôt changer, car les avantages de la méthode LBM se font ressentir en termes de temps de calcul et de résultats numériques. Ambrose et al. (2018) ont repris le cas test de Keller et al. (2017) pour effectuer une évaluation comparative de la méthode LBM avec les méthodes SPH et VoF. Une comparaison des résultats numériques avec

une image prélevée à haute vitesse de la lubrification d'une dent d'engrenage par jet incident démontre que toutes ces méthodes sont qualitativement équivalentes pour cette application (Figure 2.5).

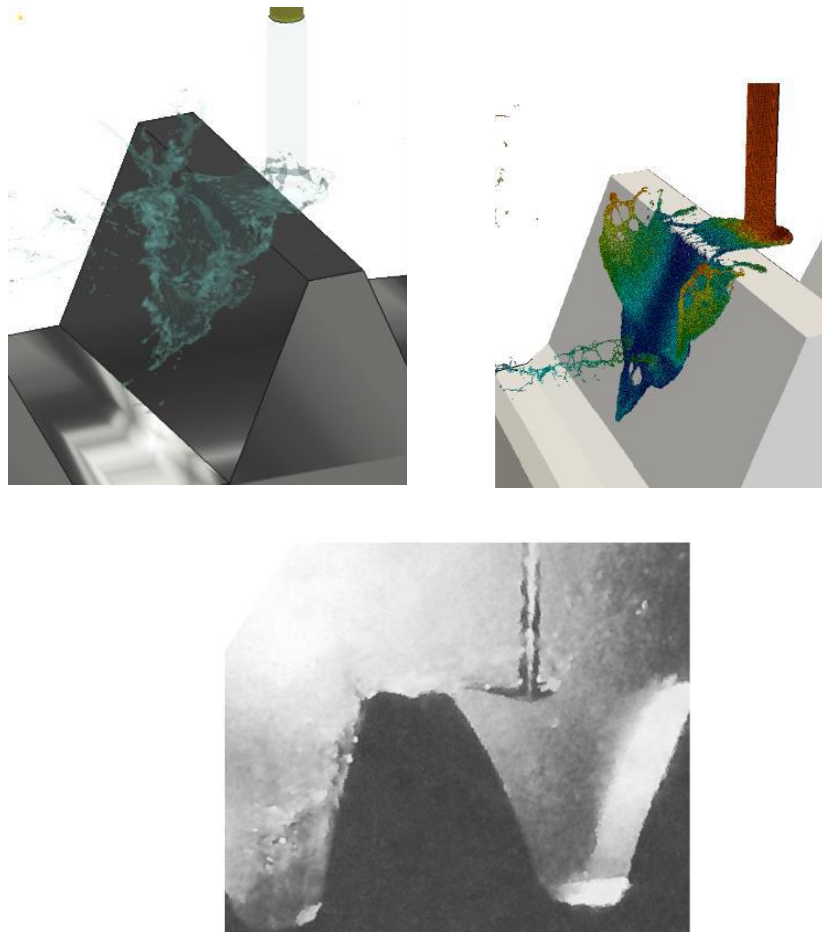


Figure 2.5 Lubrification d'une dent d'engrenage par un jet d'huile. (Simulation de droite par SPH une seule phase (Keller et al., 2017), simulation de gauche par LBM (Ambrose et al., 2018), photographie du bas par Schober (1983))

Le temps de calcul de la méthode LBM est comparable à celle de la méthode VoF, mais le code LBM inclut une modélisation LES de la turbulence alors que la simulation VoF a été combinée à une modélisation RANS. La simulation SPH est moins numériquement coûteuse que les méthodes VoF et LBM, car elle ne discrétise pas l'air et ne modélise pas la turbulence. Bien que les méthodes SPH et LBM présentent un avenir certain dans le domaine de la simulation multifluide et multiphase, elles sont encore dans un processus de développement, de vérification et de validation.

Les codes commerciaux de SPH et LBM requièrent le développement de modules pour faciliter le prétraitement des géométries et la définition des conditions frontières pour répondre aux besoins des industries. Ces étapes sont critiques, car le choix d'un code de calcul dépend non seulement de la qualité des résultats obtenus, mais aussi de la polyvalence de ses applications et de sa capacité à quantifier la performance d'un nouveau concept en un minimum de temps d'ingénieur et de calcul. Les suites multiphysiques commerciales éprouvées comme ANSYS, Star-CCM+, COMSOL Multiphysics, Dassault Systems, HyperWorks envisagent sûrement déjà l'intégration des méthodes SPH et LBM à leur librairie de produits de simulations numériques. Il faut mentionner que Dassault Systems a acquis le code LBM XFlow à la fin de 2016, et qu'ANSYS a présenté un nouvel outil nommé Discovery Live en 2017 dont l'architecture du code est sur GPU. Lorsque les codes LBM à deux phases seront suffisamment matures, il est fort probable que leur utilisation dans des industries aérospatiales ne se fasse pas attendre.

2.1.3 Méthodes Euler-Lagrange

Les méthodes de type Euler-Lagrange emploient une formulation eulérienne pour le fluide constituant le plus grand volume de l'écoulement et une formulation lagrangienne pour la phase dispersée comme les bulles, les particules solides et les gouttelettes. Ces méthodes prennent l'acronyme DPM signifiant Discrete Phase Modeling (Clayton T Crowe, Schwarzkopf, Sommerfeld, & Tsuji, 2011). On y retrouve la méthode par éléments discrets (DEM) et la méthode de modélisation de particules par termes sources (PSI-CELL).

2.1.3.1 Les méthodes DEM

Les méthodes DEM consistent à résoudre l'écoulement jusqu'à l'échelle des structures liquides, gazeuses ou solides dispersées. Les simulations directes par DEM incluent le volume des structures ou particules dans les équations du fluide de formulation eulérienne. L'équation du mouvement de chaque particule inclut les forces de contact normal et tangentiel entre les particules et les forces générées par le fluide comme les forces de trainée et de portance. L'équation du moment angulaire de chaque particule inclut les forces tangentielles et le moment d'inertie de la particule et peut aussi inclure le couple produit par le fluide environnant. Le déplacement de chaque particule est calculé par l'intégration de l'équation du mouvement sur un pas de temps. La déformation des

structures et des particules par les forces et les gradients de température peut aussi s'intégrer aux étapes de calcul de la simulation. Les simulations directes par DEM sont particulièrement employées pour la sédimentation (Wachs, 2009), l'érosion (Jukai Chen et al., 2015) et l'encrassement (Kuruneru, Sauret, Saha, & Gu, 2018). Ces simulations sont aussi employées pour des études fondamentales comme l'étude de la turbulence engendrée par des particules solides sur le comportement d'un jet liquide (Gui, Fan, & Chen, 2010). Les volumes de contrôle étudiés par simulation directe DEM sont limités. Par exemple, pour simuler un litre de volume contenant des particules de $200\mu\text{m}$, il faudrait près de 10^9 particules (Clayton T Crowe et al., 2011), ce qui dépasse les capacités de calcul des superordinateurs d'aujourd'hui.

Il est possible d'effectuer une simulation DEM moyennée pour réduire la puissance de calcul et le nombre de particules requises lorsque les forces d'interactions entre des particules solides sont dominantes et dictent le comportement de l'écoulement. On qualifie ce type d'écoulement de granulaire (Brennen, 2005). La concentration élevée en particules solides des écoulements granulaires favorise une modélisation des forces de trainée et de portance par des coefficients qui sont fonction de la concentration de particules (Clayton T Crowe et al., 2011). L'effet des particules sur le fluide environnant est donc moyenné dans l'espace permettant l'emploi d'équations pour la phase eulérienne supposant un volume moyen occupé par les particules.

2.1.3.2 La méthode PSI-CELL

La méthode PSI-CELL, introduite par C. T. Crowe, Sharma, and Stock (1977), consiste à regrouper les structures ou les particules dispersées en paquets selon leurs propriétés et tailles. Comme pour la méthode DEM, le déplacement de chaque particule est calculé par l'intégration de l'équation du mouvement sur un pas de temps. L'interaction entre la phase dispersée et la phase continue est représentée par l'addition de termes sources dans les équations de conservation eulériennes de la phase continue. Les forces affectant les paquets lagrangiens sont modélisées par des corrélations qui dépendent des caractéristiques de la phase continue. La méthode PSI-CELL se complexifie selon la concentration de particules ou de structures lagrangiennes. Dans les écoulements dilués, les collisions entre les particules sont rares et ne sont pas principalement responsables de la trajectoire des particules. La portance et la trainée sont les forces qui influencent le plus la trajectoire des particules lagrangiennes. Le volume des particules peut être négligé dans

la formulation eulérienne de l'écoulement continu simplifiant la modélisation numérique. Lorsque la concentration en particules est plus importante, la Multiphase Particle in Cell Method de Andrews and O'rourke (1996) est mieux adaptée, car elle inclut les interactions entre les particules dans la formulation des équations du mouvement des paquets lagrangiens.

La méthode PSI est particulièrement facile à implémenter dans un code de volumes finis à travers l'échange de termes sources. Le couplage entre la phase discrète et la phase continue se fait en solutionnant itérativement les équations de conservation pour chaque phase jusqu'à ce que la différence entre chaque itération soit inférieure à une certaine tolérance. L'utilisation de paquets lagrangiens pour représenter l'écoulement dispersé est une méthode prometteuse pour localiser la position des gouttelettes dans une cavité de roulement. Les expériences de Hsiang et Faeth (1992) ont montré que les gouttelettes similaires à celles trouvées dans les cavités de roulement se déforment suivant des modes de vibration avant de se fragmenter en gouttelettes plus petites. B. Chen, Chen, Sun, and Zhang (2014) ont voulu déterminer si une prise en compte de la déformation des gouttelettes par les forces aérodynamiques dans la cavité améliorerait la précision de leur trajectoire. À partir d'une méthode PSI-CELL, ils ont calculé la trajectoire d'une gouttelette employant une hypothèse de sphéricité aux trajectoires de gouttelettes éjectées par un disque en rotation mesurées par Glahn, Busam, Blair, Allard, and Wittig (2000). Ils ont conclu que l'hypothèse de sphéricité des gouttelettes généralement employée pour formuler un coefficient de traînée mène à d'importantes déviations dans la trajectoire de celles-ci. Ils recommandent d'adopter le modèle de déformation d'Ibrahim, Yang, and Przekwas (1993) pour faire varier la traînée d'une gouttelette avec sa forme géométrique.

On peut facilement implanter des modèles d'atomisation à la méthode PSI-CELL pour simuler le comportement de jets liquides et de vaporisateurs. Waidmann, Boemer, and Braun (2006) ont capturé avec succès l'atomisation d'un jet diesel à haute pression après avoir calibré leur modèle d'atomisation à partir de mesures expérimentales. Parfois, l'étude d'un vaporisateur liquide ne s'arrête pas à son atomisation, mais à l'impact des gouttelettes générées sur une surface. L'impact de gouttelettes modélisées par des paquets lagrangiens sur des parois peut être modélisé par des modèles déterministes ou stochastiques. Moreira, Moita, and Panão (2010) rapportent un grand nombre de modèles d'impact de gouttelettes et les applications auxquelles ils sont associés. Les études relevées par cet article mentionnent que le comportement d'une gouttelette au point de

contact d'une surface dépend de la nature de cette surface, de l'angle d'incidence, de l'énergie d'impact, de la tension de surface, de la température et de la proximité avec d'autres gouttelettes. Le manque d'universalité des modèles d'impact restreint leur plage d'applications. Pour obtenir des résultats précis, il est donc nécessaire de développer un nouveau modèle à chaque application. Peduto (2015) a développé des corrélations spécifiques aux cavités de roulement en simulant l'impact d'une goutte dans un film liquide à partir de la méthode VoF. L'utilisation de simulations numériques au lieu d'expériences pour comprendre l'impact d'une goutte dans un film liquide permet de développer un modèle d'impact considérant des conditions d'opération qui sont difficiles à reproduire en laboratoire.

Il est donc possible d'affirmer que les simulations numériques employant la méthode PSI-CELL nécessitent de s'appuyer sur des modèles mathématiques et des corrélations développées à partir de mesures précises. Les conditions initiales de la phase discrète représentée par les paquets lagrangiens sont aussi particulièrement difficiles à déterminer. Glahn and Wittig (1995) ont utilisé une technique de mesure de particules par effet Doppler (PDPA) pour obtenir la distribution des vitesses et des diamètres des gouttelettes d'huile. Les diamètres ont été mesurés dans une plage allant de 14 μm à 500 μm suivant une distribution log-normale. Grâce à ces résultats expérimentaux, M. Farrall, Hibberd, and Simmons (2008) ont pu créer des conditions de frontière pour leur code numérique Euler-Lagrange et reproduire la trajectoire des gouttelettes d'huile dans la cavité (voir Figure 2.6).

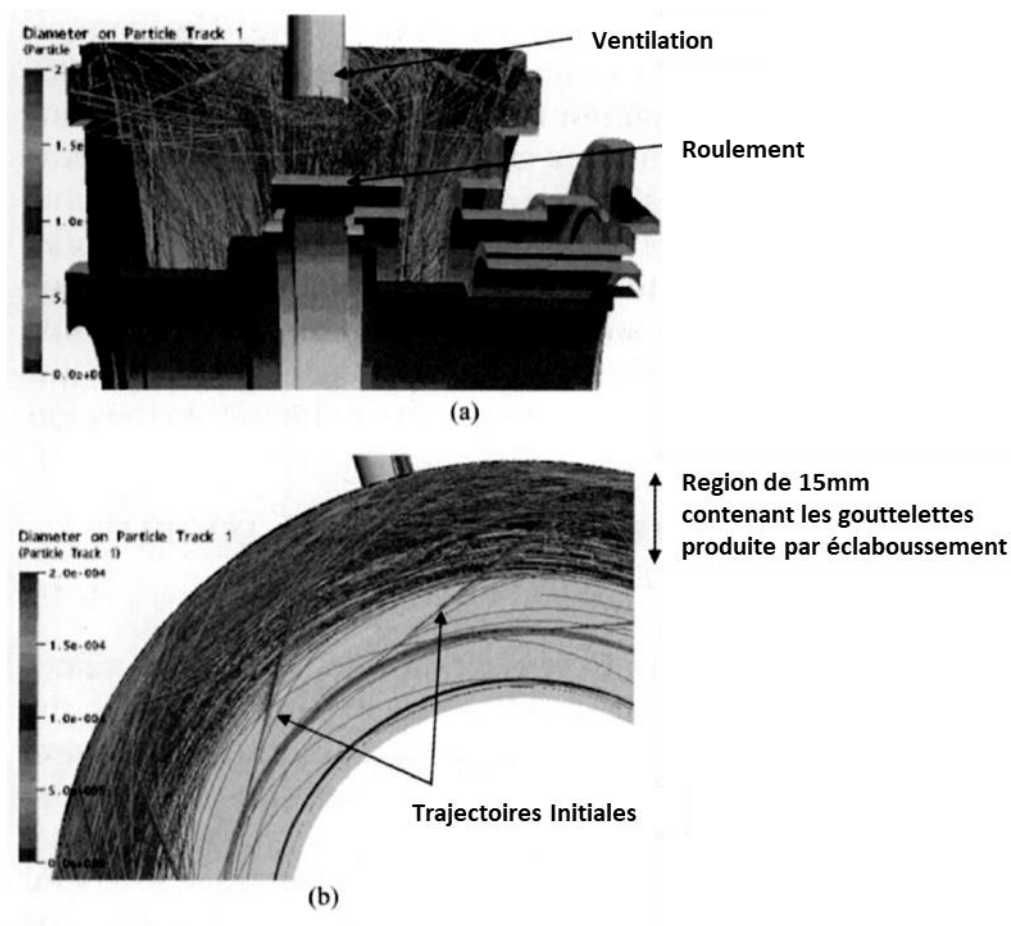


Figure 2.6 Trajectoires de gouttelettes dans une cavité de roulement par Farrall et al. 2008 (modélisation DPM-PSI-CELL avec éclaboussure de gouttelettes secondaires)

Ces premières publications sur le thème des cavités de roulement ont contribué à initialiser plusieurs projets de recherche sur la mécanique des gouttelettes et des films d'huile à l'Université de Karlsruhe en Allemagne (Gorse et al., 2003; Gorse, Busam & Dullenkopf, 2006; Gorse et al. 2008) et à l'université Nottingham au Royaume-Unis (Mark Farrall, Simmons, Hibberd, & Gorse, 2006). L'Université de Karlsruhe (KIT) possède aujourd'hui plusieurs cellules de test pour les cavités de roulement et est reconnue comme un centre de recherche notoire dans le domaine des écoulements d'air et d'huile au sein des moteurs d'aéronefs. Le centre de recherche en aérospatiale de l'Université de Nottingham se distingue pour ses étroites collaborations, depuis le début des années 2000, avec des joueurs importants de l'industrie des moteurs d'avions comme Rolls-Royce Plc.

Depuis le travail de caractérisation des gouttelettes dans une cavité de roulement par Glahn and Wittig (1995), la littérature publique ne rapporte aucune autre étude expérimentale qui a souhaité quantifier la taille des gouttelettes en circulation dans une cavité de roulement. Ceci peut s'expliquer par la complexité et le coût des méthodes par PDPA. C'est pourquoi, Adeniyi, Morvan et Simmons (2015) ont proposé d'employer une simulation directe des structures liquides par la méthode CLSVoF pour déterminer les principaux paramètres qui affectent la taille et la vitesse des gouttelettes générées par un roulement. Les simulations qu'ils ont effectuées du film l'huile d'un roulement à billes ont permis de capturer des structures liquides aussi petites que $50 \mu m$ (Figure 2.7). Adeniyi, Morvan et Simmons (2015) ont noté un lien entre la géométrie de la cage du roulement et la génération de gouttelettes, ce qui concorde avec les observations de P. Gorse et al. (2008). Les distributions de tailles et de vitesses des gouttelettes détectées dans la simulation ne sont pas présentées dans l'article, mais la taille moyenne des gouttelettes semble plus importante à des vitesses de rotation faibles selon les détails fournis. Cette constatation concorde avec la théorie des atomiseurs rotatifs de Matsumoto, Belcher, and Crosby (1985). L'emploi d'une simulation directe des structures liquides pour développer les conditions de frontière d'une simulation Euler-Lagrange d'une cavité de roulement est une approche économique et peu complexe.



Figure 2.7 – Étude de la génération de gouttelettes dans un secteur périodique de roulement à billes par la méthode CLSVoF (13 000 rpm) (Adeniyi, Morvan, & Simmons, 2015)

2.1.3.3 La modélisation par film mince

La méthode PSI-CELL permet l'implémentation de modèles de film minces liquides (Stanton & Rutland, 1998) à une simulation lagrangienne de gouttelettes. Dans une cavité de roulement, le film mince d'huile engendré par l'expulsion de l'huile du roulement refroidit par convection les parois. L'influence de la vitesse de rotation de l'arbre sur l'épaisseur du film d'huile a été soulevée expérimentalement par Wittig, Glahn, and Himmelsbach (1994). Dans cette étude, les mesures par ultrasons ont révélé une épaisseur de film d'huile comprise entre 0.2 et 0.3mm. L'épaisseur du film d'huile est donc négligeable par rapport au diamètre de la cavité de roulement et l'huile se déplace tangentiellement à la paroi. C'est cette réflexion qui a mené les chercheurs de l'Université de Nottingham à développer une expertise pour le développement de modèles de films d'huile, car ils sont des outils rapides d'analyses pour l'industrie aérospatiale (Mark Farrall, 2000) (Aroussi, Ishaq, & Menacer, 2003) (Eastwick et al., 2005) (Williams, 2009) (Alghoul, Eastwick, & Hann,

2011) (B. Kakimpa, Morvan, & Hibberd, 2015b) (B. Kakimpa, Morvan, & Hibberd, 2015a) (Bruce Kakimpa, Morvan, & Hibberd, 2016) (B. Kakimpa, Morvan, & Hibberd, 2017).

Il existe différentes formulations des équations moyennées de conservation d'un film mince liquide. La formulation présentée dans le code ANSYS Fluent (FLUENT®, 2018) permet une intégration à un code de volumes finis avec une méthode DPM PSI-CELL à travers l'échange de termes sources. Les équations sont dérivées supposant que les propriétés du fluide ne varient pas à travers l'épaisseur du film. L'épaisseur du film d'huile varie spatialement, $h(x, y, t)$. Le film d'huile se déplace avec des composantes de vitesse moyenne ($\bar{u}_x(x, y, t), \bar{u}_y(x, y, t)$). Les composantes de vitesses moyennes dépendent de l'approximation du profil de vitesse qui est employée pour le film. Un profil de vitesse parabolique peut être employé pour un écoulement laminaire alors qu'un profil de vitesse turbulent doit être employé pour les cavités de roulement à hautes vitesses (Glahn et al., 1995). L'approche employée permet la modélisation d'un film en deux dimensions dans un repère tridimensionnel. La conservation de la masse du film est donnée par l'équation 2.9.

$$\frac{\partial \rho_l h}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l h \bar{\mathbf{u}}) = \dot{m}_d \quad 2.9$$

Avec ρ_l , la densité du fluide, h l'épaisseur du film, ∇_s l'opérateur gradient pour la surface et \dot{m}_d , le terme source de masse par unité de surface provenant de l'incidence ou de l'arrachement de gouttelettes, de la séparation du film ou d'un changement de phase.

L'équation de quantité de mouvement est décrite par l'équation 2.10.

$$\frac{\partial \rho_l h \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l h \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -h \nabla_s P_L + \rho_l h \mathbf{g} + S_{\tau g} + \dot{q} \quad 2.10$$

Où,

$$P_L = P_g + P_h + P_\sigma$$

$$P_h = -\rho h (\mathbf{n} \cdot \mathbf{g})$$

$$P_\sigma = -\sigma \nabla_s \cdot (\nabla_s h)$$

Ici, P_L est la pression du film liquide qui est fonction de la pression interfaciale du gaz en contact avec le film, de la pression hydrostatique, P_h , et de la pression issue des forces de tension de surface, P_σ . Les forces de cisaillement visqueuses incluant le cisaillement interfacial sont représentées par le terme source $S_{\tau g}$. L'ajout ou le retrait de quantité de mouvement par l'incidence ou l'arrachement de gouttelettes et le changement de phase est modélisé par le terme source \dot{q} .

Lorsque les forces de tension de surface sont importantes et que le nombre de Froude est de l'ordre de 10^0 , les modèles de film minces sont numériquement instables (Williams, 2009). Des stratégies consistant à augmenter progressivement la tension de surface doivent être utilisées afin de stabiliser numériquement la simulation du film (B. Kakimpa et al., 2015a). Cependant, ces situations sont peu communes dans les cavités de roulement opérant à hautes vitesses (plus de 15 000 RPM), car le nombre de Froude est de l'ordre de 10^2 . Zhao et al. (2015a) ont couplé un modèle de film mince à une simulation Euler-Lagrange d'une chambre de cavité de roulement. Ils ont employé le modèle de Friedrich, Lan, Wegener, Drallmeier, and Armaly (2008) pour modéliser l'entraînement de gouttelettes par les forces de cisaillement de l'air et la séparation du film d'huile. Les résultats des simulations de la cavité de roulement testée par Gorse et al. (2006) confirment le potentiel d'une modélisation par film mince. Une analyse de sensibilité des paramètres employés pour les différents modèles reste à être effectuée pour évaluer leur impact sur la solution et leur applicabilité à d'autres cavités.

Les modèles de films minces sont difficilement applicables aux cavités industrielles, car les puissances employés peuvent limiter le drainage de l'huile durant certaines manœuvres de l'aéronef et créer une zone d'accumulation et de recirculation de l'huile au bas de la cavité. Adeniyi (2015) propose de combiner à une simulation DPM-PSI des gouttelettes d'huile la modélisation du film d'huile par la méthode CLSVoF. La méthode CLSVoF emploie l'advection de la fonction Level-Set pour suivre le déplacement de l'interface et utilise la méthode VoF pour s'assurer de la conservation de la masse. Cette méthode de type Euler-Lagrange est nommée DPM-CLSVoF. La méthode DPM-CLSVoF de Adeniyi consiste à faire passer les gouttelettes d'une formulation lagrangienne à eulérienne au point d'impact avec le film. Les corrélations de Peduto (2015) sont aussi employées pour évaluer si de nouvelles gouttelettes produites par l'éclaboussement doivent être réinjectées dans la simulation. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de reproduire avec plus de précision la morphologie du film d'huile sans négliger l'écoulement dispersé dans la

cavité. Il s'agit d'une méthode prometteuse pour l'industrie qui n'a jamais été réétudiée, car, soi-disant, le code d'Adeniyi comporte plusieurs manquements au niveau de sa parallélisation sur plusieurs cœurs de calcul. La mécanique du passage de la formulation lagrangienne à eulérienne s'effectue au point d'impact avec le film liquide rendant le code instable d'un point de vue numérique. De plus, la réinjection de gouttelettes secondaires pour modéliser l'éclaboussement des grosses gouttelettes nécessite de nombreuses sous-routines numériquement intensives et comporte le risque d'injecter une gouttelette lagrangienne dans le film liquide.

2.2 Discussion

La revue de la littérature des méthodes de simulation et de modélisation des structures liquides fait un contraste entre les méthodes eulériennes et lagrangiennes. La convenance d'une méthode dépend du régime d'écoulement qui est attendu dans la cavité de roulement. Les méthodes Euler-Lagrange ont la capacité de représenter avec fidélité le déplacement des gouttelettes d'huile et de localiser leur impact, mais nécessitent d'employer un modèle supplémentaire pour représenter le film d'huile. Dans la littérature, l'approche généralement employée pour étudier un écoulement dispersé interagissant avec un film liquide est d'examiner la trajectoire et l'impact d'une seule gouttelette (Figure 2.8 b) en fonction de différents paramètres pour prédire le comportement global de l'écoulement (Figure 2.8 a).

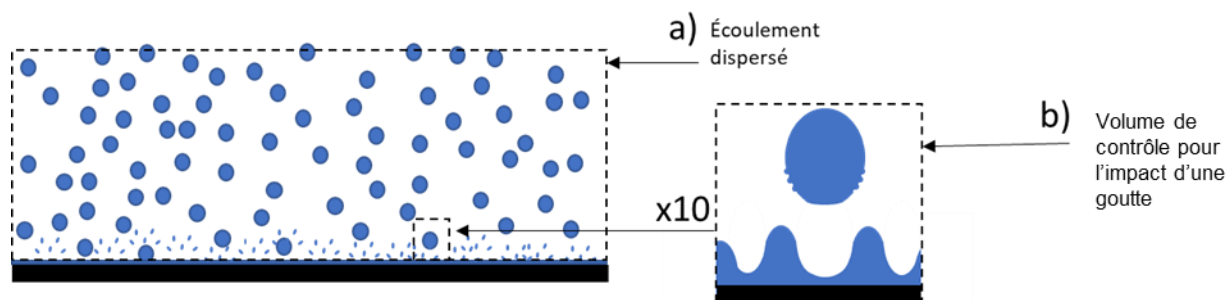


Figure 2.8 Écoulement dispersé et impact de gouttelettes sur film mince

Cependant, la quantité de paramètres devant être étudiés pour passer d'un volume de contrôle à l'autre est exhaustive. Comme mentionné en 2.1.3.2, les principaux paramètres incluent la rugosité et la géométrie du point d'impact ; les forces visqueuses, aérodynamiques et de tension de surface; la masse, l'inertie, l'énergie thermique et l'angle d'incidence de la gouttelette. L'épaisseur du film

liquide affecte aussi la profondeur du cratère formé par l'impact de la gouttelette. Dans une cavité de roulement, l'impact d'une gouttelette sur le film liquide influence l'impact d'une prochaine gouttelette à proximité. L'énergie transférée lors de l'impact entraîne la formation de vagues et déforme le film liquide. Le transfert d'information d'une simulation locale de l'écoulement à une simulation globale comme illustrée à la Figure 2.8 n'est pas efficace. Une modélisation ne sera jamais complète sans une multitude d'analyses. De plus, les erreurs numériques de la simulation locale seront transférées à la simulation globale.

De l'autre côté, les méthodes eulériennes de simulation directe des structures liquides comme la méthode VoF sont très coûteuses lorsqu'il vient à simuler un écoulement dispersé. Est-il raisonnable de simuler toutes les structures liquides dans le volume de contrôle d'une cavité de roulement ? Hsiang and Faeth (1992) ont démontré que les plus petites gouttelettes et structures liquides générées par des processus d'atomisation et de rupture peuvent s'atomiser jusqu'à atteindre un diamètre pour lequel le nombre de Weber (We_g) est de l'ordre de 10^1 . Ceci signifie que si toutes les structures liquides dans un volume de contrôle veulent être capturées par une modélisation eulérienne, la discrétisation employée doit être uniforme et permettre la reconstruction de la courbure à l'interface d'une gouttelette de cette taille. Menard et al. (2007) ont employé cette hypothèse pour discrétiser le domaine de leur simulation DNS par Ghost-Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid de l'atomisation d'un jet Diesel. L'objectif de leur simulation était de capturer les instabilités en surface du jet, sa désintégration en ligaments et ultimement les plus petites gouttelettes générées par le processus d'atomisation (Figure 2.9). Les caractéristiques de leur simulation sont illustrées au Tableau 2.1. Ces caractéristiques font partie des plages d'opération des cavités de roulement industrielles. Les isosurfaces de la fonction Level-Set ont permis une comparaison qualitative avec les images de l'atomisation de jet Diesel de Yon (2003).

Tableau 2.1 Caractéristiques du jets de Menard et al. (2007) et de Yon (2003)

Nombre sans dimension	Ménard et al. (2007)	Yon (2003)
Re_L	5800	62400
We_g	417	139
We_l	11600	93400
Oh	0.0186	0.0049

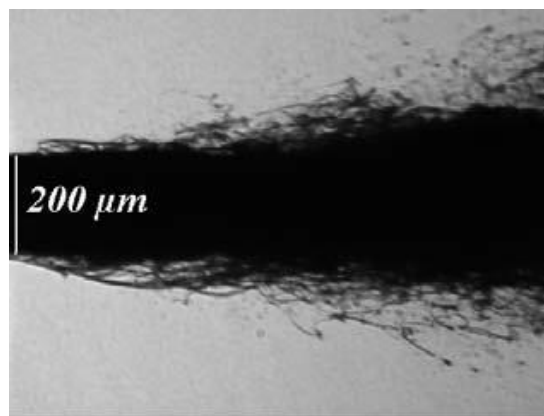
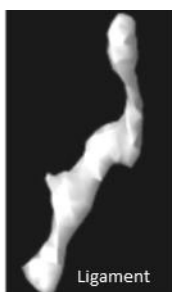
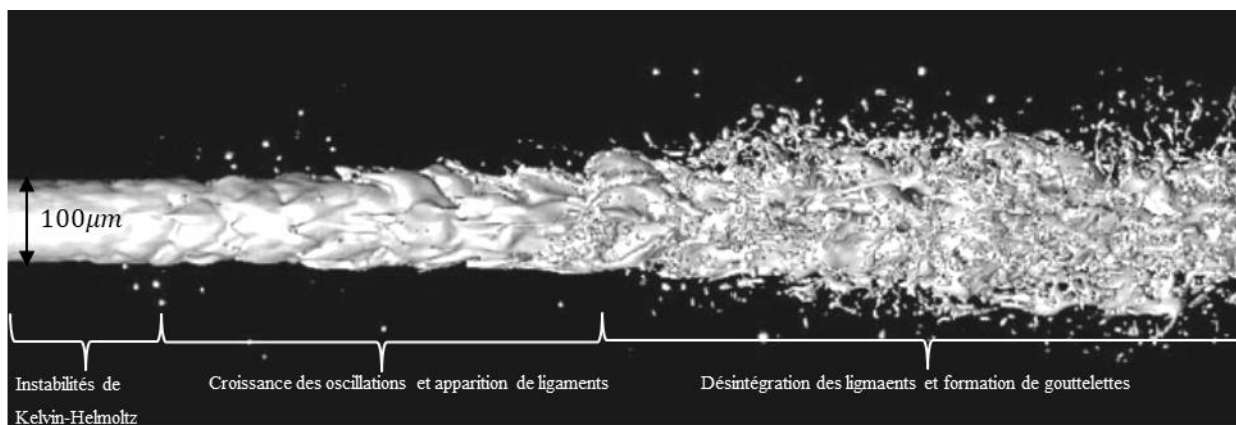


Figure 2.9 Instabilités d'un jet liquide et formation de gouttelettes (Menard et al., 2007) ainsi que comparaison avec l'atomisation d'un jet Diesel photographié par Yon (2003)

La simulation numérique directe des structures liquides réussit à capturer des structures liquides de différentes échelles de grandeur, mais elle est impraticable dans le cas d'une cavité de roulement. Supposons une cavité de roulement circulaire de 0.2m de diamètre avec un arbre de 0.1m en rotation à 15 000 rpm (Tableau 2.2).

Tableau 2.2 Échelles de grandeur dans une cavité de roulement hypothétique

Object	Échelle réelle (m)	Échelle relative
Arbre	0.1	D
Film d'huile	0.001	$D/10^2$
Gouttelette	0.00005	$5D/10^4$

La désintégration de l'huile amène la génération de gouttelettes. La vitesse maximale à laquelle une structure liquide peut être accélérée est estimée par la vitesse de surface de l'arbre en rotation. Si un critère de résolution des structures liquides d'un nombre de $We_g = 10$ est employé et qu'un minimum de 3 points de discrétisation est nécessaire pour capturer la courbure de l'interface gaz-liquide d'une telle structure, la taille d'une cellule de maillage devrait être de l'ordre de $16\mu\text{m}$. Il faudrait alors $1.6e+12$ cellules pour couvrir l'ensemble du domaine. Ce qui est d'un ordre de grandeur 10^5 plus élevé que le nombre de points de discrétisation spatiale que le jet de Menard et al. (2007). Même si la loi de Moore (1998), concernant la croissance exponentielle de la puissance de calcul (doublement tous les deux ans) continuait à s'avérer exacte pour plusieurs décennies, la puissance de calcul nécessaire pour effectuer l'analyse au même niveau de détails que la simulation de Menard et al. (2007) pour une cavité de roulement simplifiée ne serait disponible qu'en 2040 environ. L'emploi d'un maillage adaptatif comme dans le code Gerris (Popinet, 2003) pour capturer l'interface gaz-liquide de simulations multifluides incompressibles a permis de réduire par environ 30 le nombre de points de discrétisations dans la simulation d'un jet (Fuster et al., 2009). Même si l'adaptation de maillage est employée dans la simulation d'une cavité de roulement, le nombre de points de discrétisation reste trop important ($> 10^9$). De plus, les temps caractéristiques des jets liquides sont très différents de ceux des cavités de roulement. La simulation d'un jet liquide tente de capturer l'atomisation et ne requiert que le développement du jet sur une certaine distance alors que le développement d'un état semi-stationnaire pour une cavité

de roulement peut prendre plusieurs secondes de temps réel de simulation (Bristot, Morvan, & Simmons, 2016). On en conclut que la simulation numérique directe des structures liquides d'une cavité de roulement n'est pas une solution possible et encore moins une option pour l'industrie aérospatiale. Il est nécessaire de modéliser, de simplifier ou de négliger certains des phénomènes physiques qui s'y produisent. Dans une cavité dont l'air est inférieur à 450K, il a été démontré que l'évaporation des gouttelettes d'huile peut être négligée (Gavirua Arcila & Kakimpa, 2019). On peut donc réduire l'écoulement à une interaction multifluide entre un écoulement dispersé de gouttelettes d'huiles et un film d'huile.

2.3 But et objectifs

La revue de bibliographie et la discussion précédentes mettent en évidence la complexité de l'écoulement d'air et d'huile au sein des cavités de roulement de moteurs d'aéronefs et le manque d'outils modernes de simulation capables de simuler la transition entre différents régimes d'écoulement. Elles soulèvent le besoin d'une méthode de modélisation pouvant s'adapter aux longueurs d'échelle des structures liquides tout en minimisant les efforts de calculs. Le but de la présente thèse est de développer un tel outil pour analyser, caractériser et optimiser l'écoulement d'air et d'huile dans les cavités de roulement de moteurs d'aéronefs à des fins de meilleure gestion de la chaleur dégagée par le moteur.

Pour arriver à développer un tel outil, les objectifs suivants ont été identifiés comme stratégiques et nécessaires :

- 1) Simuler le film d'huile aux parois
- 2) Modéliser les gouttelettes éjectées par le roulement et leur interaction avec l'air
- 3) Intégrer les gouttelettes au film liquide à proximité des parois
- 4) Modéliser le détachement des gouttelettes du film liquide

L'outil présenté dans cette thèse se distingue des méthodologies qui ont déjà été développées à partir de la méthode VoF (Bristot et al., 2016), à partir d'une méthode Euler-Lagrange DPM-PSI employant un modèle de film mince (Zhao et al., 2015b) et de la méthode DPM-CLSVoF (A. A. Adeniyi, Morvan, & Simmons, 2017), car il emploie des mécanismes numériques permettant le passage de structures liquides d'une modélisation eulérienne à lagrangienne et vice-versa. Il peut donc s'appliquer à toutes les conditions d'opération des cavités de roulement même lorsque les

vitesses de rotation de l'arbre et les géométries font en sorte qu'une quantité importante de gouttelettes d'huile sont arrachées du film mince en paroi. La prochaine section répond aux objectifs précédents en faisant état des modèles et des mécanismes numériques qui composent l'outil. Les nouveaux mécanismes numériques faisant partie de la contribution originale de cette thèse sont, par la suite, évalués sur des cas test ciblés permettant une démonstration de leur plage de validité et de leurs avantages par rapport à une simulation directe des structures liquides. L'outil numérique est ensuite appliqué à une cavité de roulement simplifiée permettant d'évaluer s'il atteint le but de cette thèse.

CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE

La philosophie derrière l'outil numérique présenté dans cette thèse est similaire à celle de la simulation des grandes échelles de la turbulence (LES). La LES simule les plus grandes échelles des tourbillons turbulents et modélise les plus petites échelles de tourbillons en supposant qu'ils sont isotropes. Dans le présent outil, on simule les plus grandes échelles de structures liquides et on modélise par des sphères rigides celles qui sont petites et éloignées des parois. Cette nouvelle approche nécessite de séparer le volume de contrôle de la cavité de roulement en deux zones : une zone où l'écoulement est simulé sur un maillage avec un grand niveau de raffinement et une zone où l'écoulement est modélisé sur un maillage grossier. La Figure 3.1 schématise ces deux zones dans une cavité de roulement. Dans la zone (1), l'huile et l'air sont modélisés par une formulation eulérienne. L'interface entre l'air et l'huile est capturée par une méthode de reconstruction ou de suivis de l'interface, comme VoF ou CLSVoF. Dans la zone (2), l'huile est modélisée par une description lagrangienne et l'air par une description eulérienne. En employant une modélisation lagrangienne pour l'huile dans la zone (2), les structures d'huiles sont déplacées dans le volume de contrôle par une équation du mouvement intégrée dans l'espace et n'ont donc plus à être reconstruites sur les points de discrétisation du maillage. Il est donc possible d'augmenter la taille des cellules du maillage dans cette zone tout en conservant un niveau similaire de précision. La zone (1) nécessite un raffinement important du maillage, car elle est à proximité des parois où les forces de cisaillement et les échanges entre les fluides et la paroi sont importants. C'est dans cette zone que l'information doit être détaillée et précise, car les mesures d'épaisseur du film d'huile et le coefficient de transfert de chaleur vont servir à des fins d'analyse et de conception. Le raffinement dans cette zone permet de capturer avec précision les interactions entre l'air et l'huile qui mènent à la formation de structures liquides et gazeuses complexes comme vue à la Figure 2.3.

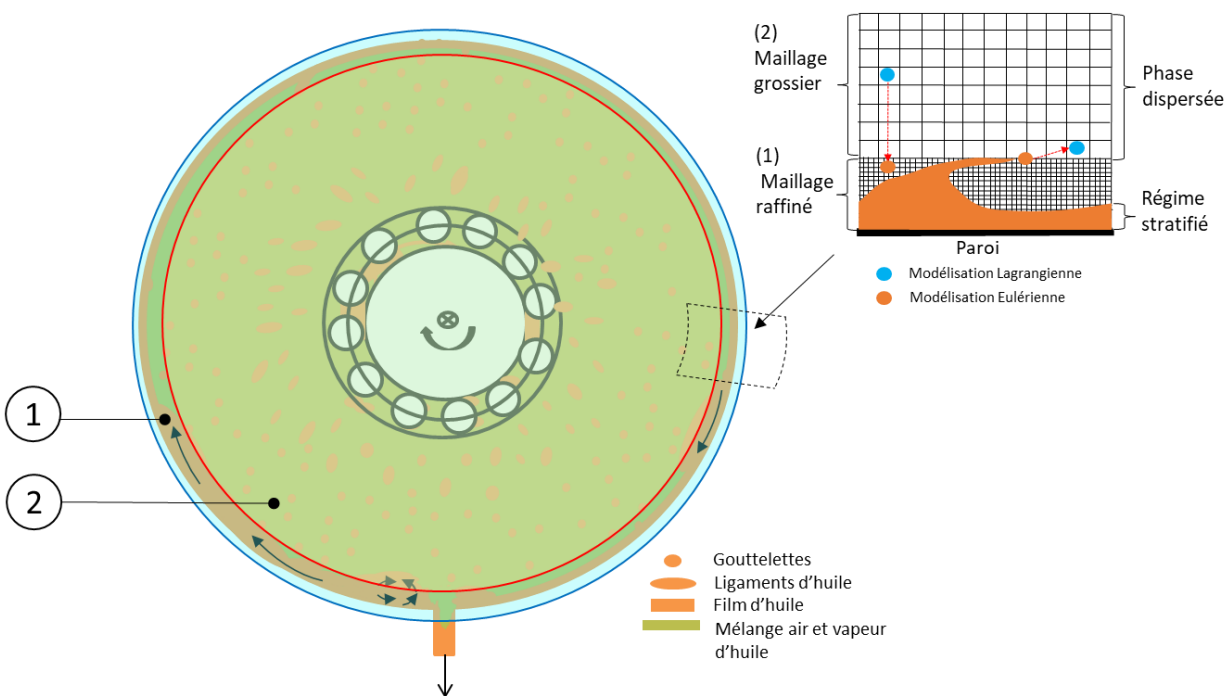


Figure 3.1 Schéma de la solution proposée illustrant la zone de simulation eulérienne (1) et la zone de modélisation lagrangienne (2)

L'élément clé de cette approche est dans le transfert d'information d'une zone à l'autre. Étant donné que l'air est d'une formulation eulérienne dans tout le volume de contrôle, les équations de conservation de l'air sont solutionnées simultanément dans les deux zones. L'ajout de termes sources aux équations de conservation de l'air doit être effectué pour balancer le transfert de l'huile d'une formulation eulérienne à lagrangienne et vice-versa. L'huile est transférée de la zone (1) à la zone (2) lorsque des structures d'huiles isolées répondent à des critères de taille et de sphéricité pouvant permettre leurs remplacements par des sphères lagrangiennes. D'autre part, une sphère lagrangienne représentant une quantité d'huile dans la zone 2 est transformée en une modélisation eulérienne lorsqu'elle pénètre dans la zone 1 et répond à des critères de proximité par rapport à l'interface entre l'air et l'huile. Pour les deux types de changement de formulation, la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie est respectée pour l'huile par l'ajout ou le retrait de termes sources aux équations de conservation eulériennes. Le transfert d'une sphère lagrangienne vers une description eulérienne nécessite la soustraction d'un volume d'air équivalent au volume d'huile alors que le passage d'une structure d'huile eulérienne à une sphère

lagrangienne nécessite l'ajout d'un volume d'air équivalent au volume d'huile transféré. C'est pourquoi la conservation de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie pour l'air ne peut pas être assurée, mais l'impact des déviations engendrées est négligeable devant les débits massiques, les forces et les transferts de chaleur en jeux dans une cavité de roulement.

Le principal avantage de ce nouveau modèle numérique est qu'il procure le niveau de précision d'une simulation directe des structures liquides près des parois tout en permettant une représentation adéquate de la phase dispersée dans la cavité de roulement. La solution ici proposée n'est pas une fin en soi, mais plutôt un cadre numérique dont la précision dépend de la résolution du maillage dans la zone de simulation et de l'échange d'information entre les formulations lagrangiennes et eulériennes. Une modélisation de la turbulence adéquate doit être choisie pour permettre les variations importantes de discrétisation spatiale et la présence d'une interface entre deux fluides. La modélisation de la turbulence n'est pas le cœur de ce projet, mais une approche est proposée pour minimiser la puissance de calcul nécessaire. La solution s'inspire de la méthode DPM-CLSVoF de A. A. Adeniyi (2015) et de l'algorithme de conversion de structures liquides proposé par Herrmann (2010). Alors que A. A. Adeniyi (2015) effectue la transition lagrangienne-eulérienne lorsque la gouttelette pénètre dans le film et modélise les conséquences de l'impact dans le film en utilisant les corrélations de Peduto (2015), la solution proposée dans ce projet effectue la transition lagrangienne-eulérienne par une reconstruction de la gouttelette avant son impact. Les conséquences de l'impact sont donc simulées. Si des gouttelettes secondaires sont produites, elles sont reconverties par l'algorithme de transition eulérien-lagrangien. Par ailleurs, le raffinement dans la zone de simulation peut être effectué par une adaptation du maillage locale à l'interface entre l'huile et l'air et permettre une réduction supplémentaire du coût de calcul tout en améliorant la résolution des structures liquides. La méthodologie numérique est implémentée et testée au code ANSYS Fluent. ANSYS Fluent est un code commercial facilement modifiable par l'intégration de fonctions en langage C (UDF). Il est employé au sein des divisions de United Technologies Corporation (UTC) dont Pratt & Whitney Canada. Les sous-sections suivantes détaillent l'outil numérique en répondant séquentiellement aux objectifs soulevés à la section 2.3.

3.1 Représentation du film d'huile

Le film d'huile est localisé dans la zone 1 de la Figure 3.1 et est représenté par une description eulérienne.

3.1.1 Équations de conservation eulérienne

3.1.1.1 Équation de transport généralisée

L'équation de transport généralisé (équation 3.1) est utilisée pour dériver les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans ANSYS Fluent.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \phi) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) + S_\phi \quad 3.1$$

Où ϕ est un scalaire, Γ_ϕ le terme de diffusion associé et S_ϕ son terme source

3.1.1.2 Équation de continuité

À partir de l'équation 3.1, en posant $\phi = 1$ et $\Gamma_\phi = 0$, on obtient l'équation de continuité représentée par l'équation 3.2.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = S_m \quad 3.2$$

Où S_m est un terme source pouvant être employé avec l'équation de continuité.

Le modèle développé dans ce projet peut être appliqué aux écoulements compressibles. Cependant, les cas tests étudiés et les vérifications effectuées considèrent les effets de compressibilité comme négligeables. Les géométries et les conditions frontières font en sorte que les vitesses maximales demeurent en dessous de la barrière des 0.3 Mach qui est défini par la communauté comme étant la limite à laquelle les effets de compressibilité peuvent être négligés. La masse volumique du fluide peut être approximée comme une fonction linéaire de la température.

$$\rho = \rho_0(1 + f(T)) \quad 3.3$$

Si $f(T)$ est différent de 0, la masse volumique du fluide est mise à jour après avoir solutionné toutes les équations de transport. Les applications étudiées font absence de création ou de suppression de masse dans le domaine. On peut conclure que S_m est aussi nul. La conservation de la masse pour un fluide dont les variations de masse volumique sont négligeables se réduit à l'équation 3.4:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad 3.4$$

3.1.1.3 Équation de quantité de mouvement

À partir de l'équation de transport 3.1, on pose $\phi = (u, v, w) = \mathbf{u}$ et $\Gamma_\phi = 0$. Les équations de transport pour ϕ deviennent alors :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = S_F \quad 3.5$$

En employant le théorème de divergence d'un tenseur symétrique d'ordre deux dans 3.5, on obtient :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \rho \mathbf{u}) + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \quad 3.6$$

On remarque que l'équation de continuité permet de substituer l'équation 3.2 dans 3.6. L'équation 3.5 devient alors :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = S_F \quad 3.7$$

Le terme source S_F comprend les forces de surfaces, comme la pression et les forces visqueuses, et les forces de corps. Les forces de corps incluent entre autres les forces de tension de surface qui sont pertinentes dans ce projet.

$$S_F = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{corps} + S_u \quad 3.8$$

Où p est la pression statique, $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ est le tenseur des contraintes de cisaillement visqueuses, \mathbf{g} est la force de gravité, \mathbf{F}_{corps} est la somme des autres forces de corps et S_u sont les termes sources spécifiques à une application.

Le tenseur $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ prend la forme suivante pour un fluide newtonien:

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \mu \left[(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right] \quad 3.9$$

Où μ est la viscosité dynamique et \mathbf{I} est le tenseur unitaire

Pour l'étude d'un fluide de masse volumique constante, le terme considérant la dilatation volumique peut être éliminé sachant que $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$. L'équation 3.9 peut donc se simplifier par :

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad 3.10$$

3.1.1.4 Équation d'énergie

Le remplacement dans l'équation 3.1 du scalaire ϕ par e_u , l'énergie spécifique du fluide, mène au développement de l'équation de conservation de l'énergie. La forme exprimée par l'équation 3.11 est employée dans ce projet.

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{u} \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \right) = \nabla \cdot (k_c \nabla T + \bar{\boldsymbol{\tau}} \cdot \mathbf{u}) + S_E \quad 3.11$$

Où, k_c est la conductivité thermique du fluide, E est l'enthalpie totale du fluide définie par

$$E = \left(h - \frac{p}{\rho} + \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \right)$$

Et, S_E sont les termes sources de génération de chaleur volumétrique spécifique à une application.

3.1.2 La méthode par volumes finis

ANSYS Fluent est un code de volumes finis colocalisé où la pression et la vitesse sont discrétisées sur les mêmes points de la grille.

3.1.2.1 Discrétisation d'une équation de transport

La forme conservative généralisée de l'équation de transport du scalaire ϕ , équation 3.1, est intégrée avec ses termes de diffusion et ses termes sources pour donner l'équation 3.123.12.

$$\iiint \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \iiint \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \phi) dV = \iiint \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) dV + \iiint S_\phi dV \quad 3.12$$

ANSYS Fluent utilise un schéma de différences finies explicite ou implicite pour le terme transitoire et applique le théorème de divergence de Green-Gauss pour transformer l'intégrale de volume des termes convectifs et diffusifs en une intégrale de surface. L'équation de transport du scalaire ϕ peut se réécrire sous forme intégrale par l'équation 3.13.

$$\iiint \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \mathbf{u} \cdot d\mathbf{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\mathbf{A} + \iiint S_\phi dV \quad 3.13$$

En discrétisant le domaine d'étude en un assemblage de volumes, l'intégrale est transformée en une sommation de valeur ϕ_f au centre des faces. L'équation 3.14 présente cette sommation pour une cellule ou un élément de volume V composés de N_{faces} .

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \phi_f \mathbf{u} \cdot \mathbf{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot \mathbf{A}_f + S_\phi V \quad 3.14$$

Où ϕ_f est la valeur convectée au travers de la face f , $\rho_f \mathbf{u} \cdot \mathbf{A}_f$ est le flux massique au travers de la face f et \mathbf{A}_f est la combinaison de l'aire et de la normale de cette face.

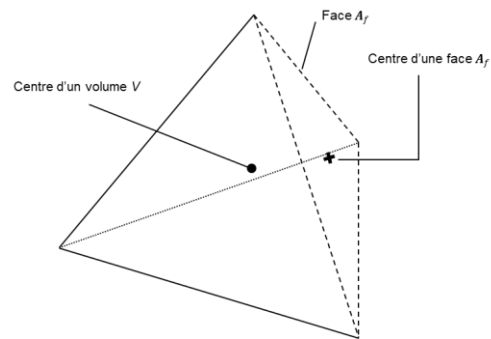


Figure 3.2 Volume tétraédrique de discrétisation spatiale

Les ϕ_f sont obtenus à partir d'un schéma de discrétisation spatiale qui emploie les ϕ_{nb} centrés aux cellules voisines. Après avoir remplacé les ϕ_f par les ϕ_{nb} , l'équation 3.14 peut se réécrire sous la forme linéaire :

$$a_c \phi_c = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad 3.15$$

Dans l'équation 3.15, l'indice nb fait référence aux cellules voisines de la cellule dont la valeur ϕ_c est recherchée. a_p , a_{nb} et b sont les coefficients algébriques linéarisés. Le nombre de voisins à chaque ϕ_c dépend de la topologie du maillage. Le système d'équations issu de 3.15 mène à la création d'une matrice creuse qui est solutionnée par le solveur de Fluent.

3.1.2.2 Discrétisation spatiale

Pour obtenir la valeur ϕ_f à partir de la valeur ϕ au centre de la cellule, des schémas numériques d'ordre 1 à 3 sont accessibles, mais les schémas d'ordre 1 et 2 sont employés dans ce projet.

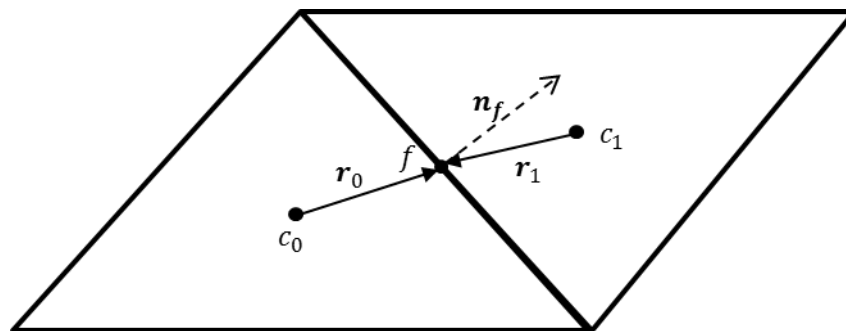


Figure 3.3 Volumes de contrôle en 2D pour des cellules triangulaires

3.1.2.2.1 Schéma d'ordre 1

Le schéma décentré d'ordre 1 permet d'obtenir une approximation rapide de la solution. Quand il est sélectionné, la valeur à la face f est la valeur de la cellule en amont ϕ_1 .

$$\phi_{f,FOU} = \phi_1 \quad 3.16$$

3.1.2.2.2 Schéma d'ordre 2

Un schéma décentré d'ordre 2, plus coûteux que l'ordre 1, utilise la valeur de la cellule en amont et son gradient pour obtenir la valeur à la face ϕ_f . La discrétisation des gradients est présentée à la section 3.1.2.4.

$$\phi_{f,SOU} = \phi_1 + \nabla\phi_1 \cdot \mathbf{r}_1 \quad 3.17$$

Un schéma centré d'ordre 2 est employé pour la discrétisation de la quantité de mouvement dans les simulations des grandes échelles (LES) pour réduire la diffusion des termes convectifs.

$$\theta\phi_{f,CD} = \frac{1}{2}(\phi_0 + \phi_1) + \frac{1}{2}(\nabla\phi_0 \cdot \mathbf{r}_0 + \nabla\phi_1 \cdot \mathbf{r}_1) \quad 3.18$$

Un schéma quadratique d'interpolation variable (QUICK) (Hayase, Humphrey, & Greif, 1992) peut être utilisé où l'interpolation varie entre une interpolation centrale et une interpolation décentrée d'ordre deux. ANSYS Fluent modifie le type d'interpolation et son ordre de précision selon un paramètre θ . Ce schéma est seulement applicable aux maillages hexaédriques dont l'allongement des cellules est dans la direction de l'écoulement.

3.1.2.2.3 Schéma d'ordre 3

Un quatrième schéma, MUSCL, utilise la valeur obtenue par un schéma d'ordre deux décentré et un schéma d'ordre deux centré pour obtenir une interpolation d'ordre 3. La valeur à la face s'exprime par :

$$\phi_f = \theta\phi_{f,CD} + (1 - \theta)\phi_{f,SOU} \quad 3.19$$

3.1.2.3 Discrétisation temporelle

Un pas de temps Δt est utilisé pour intégrer numériquement la dérivée partielle $(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t})V$. Le schéma explicite de premier est conditionnellement stable. La taille des pas de temps est limitée par le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Un pas de temps représentant un CFL de 1 est défini comme le temps nécessaire au fluide pour traverser la direction caractéristique ΔX d'une cellule avec une vitesse $|\mathbf{u}|$. Le pas de temps, Δt , doit respecter alors la contrainte présentée par l'équation 3.20.

$$\Delta t \leq \frac{\Delta X}{|\mathbf{u}|} \quad 3.20$$

L'avancement explicite en temps est donné par l'équation 3.21.

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_t \cong (\phi_{t+\Delta t} - \phi_t) / \Delta t \quad 3.21$$

Le schéma implicite d'avancement en temps est inconditionnellement stable vis-à-vis de la taille du pas de temps. Cependant, il est numériquement plus coûteux que l'intégration explicite en temps. Une procédure de résolution itérative est nécessaire, car la dérivée partielle en temps de l'évaluation de ϕ au pas de temps suivant est employée :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} \cong (\phi_{t+\Delta t} - \phi_t) / \Delta t \quad 3.22$$

La formulation du second ordre du schéma implicite permet d'obtenir une précision supplémentaire :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} \cong (3\phi_{t+\Delta t} - 4\phi_t + \phi_{t-\Delta t}) / 2\Delta t \quad 3.23$$

3.1.2.4 Discrétisation des gradients

Les gradients sont employés pour reconstruire les valeurs ϕ au centre des cellules. Ils servent aussi à calculer les termes de diffusion, de convection et les dérivées des composantes de vitesse dans

les équations de conservation. À partir du théorème de Green-Gauss, le gradient de ϕ au centre de la cellule devient une moyenne volumique des flux ϕ aux faces de la cellule :

$$\nabla\phi_c = \frac{1}{V} \sum_f^{N_{faces}} \bar{\phi}_f \mathbf{A}_f \quad 3.24$$

La valeur à la face $\bar{\phi}_f$ est obtenue à partir d'une moyenne arithmétique des valeurs ϕ aux nœuds.

$$\bar{\phi}_f = \frac{1}{N_{noeuds}} \sum_n^{N_{noeuds}} \bar{\phi}_n \quad 3.25$$

Les valeurs aux nœuds $\bar{\phi}_n$ sont obtenues à partir d'une moyenne pondérée dont les poids sont choisis pour que le pseudo-Laplacien au nœud soit nul.

$$\bar{\phi}_n = \frac{\sum_n^{N_{noeuds}} w_n \phi_n}{\sum_n^{N_{noeuds}} w_n} \quad 3.26$$

Cette technique a été proposée par Holmes et Connell (1989) et permet une discrétisation spatiale d'ordre 2. Elle calcule une meilleure approximation des gradients sur les maillages obliques et de moins bonnes qualités que les autres méthodes de Green-Gauss. Sa démonstration est effectuée à partir du maillage de la Figure 3.4.

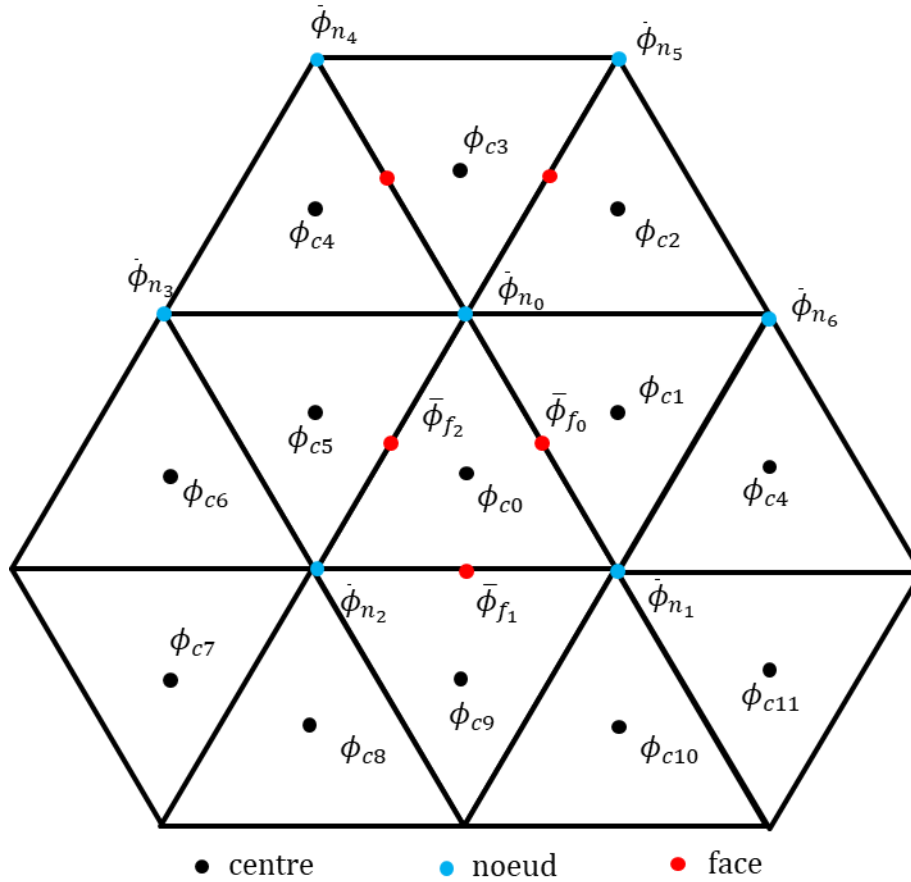


Figure 3.4 Calcul du gradient de la cellule c_0 par une méthode de Green-Gauss centrée aux nœuds sur un maillage triangulaire 2D uniforme

Le pseudo-Laplacien pour le nœud au centre à la position $n = 0$ est défini comme :

$$L(\bar{\phi}_{n_0}) = \sum_{i=1}^6 w_i (\phi_{n_i} - \phi_{n_0}) \quad 3.27$$

Où les poids w_i doivent se rapprocher de l'unité pour maintenir une stabilité numérique. On pose alors :

$$w_i = 1 + \Delta w_i \quad 3.28$$

Les Δw_i sont obtenus en minimisant pour C l'équation 3.29 en tentant de respecter la propriété d'un vrai opérateur laplacien selon laquelle les fonctions linéaires ont un Laplacien nul

(équations 3.44 et 3.45). Ici, x et y sont les coordonnées spatiales 2D des nœuds de l'exemple de la Figure 3.4

$$C = \sum_{i=1}^n (\Delta w_i)^2 \quad 3.29$$

$$L(x)_0 = \sum_{i=1}^6 w_i (x_i - x_0) = 0 \quad 3.30$$

$$L(y)_0 = \sum_{i=1}^6 w_i (y_i - y_0) = 0 \quad 3.31$$

À partir des multiplicateurs de Lagrange, on peut démontrer que ce problème de minimisation mène à la solution suivante pour les Δw_i :

$$\Delta w_i = \lambda_x (x_i - x_0) + \lambda_y (y_i - y_0) \quad 3.32$$

Avec les multiplicateurs suivants :

$$\lambda_x = \frac{I_{xy}R_y - I_{yy}R_x}{I_{xx}I_{yy} - I_{xy}^2} \quad 3.33$$

$$\lambda_y = \frac{I_{xy}R_x - I_{xx}R_y}{I_{xx}I_{yy} - I_{xy}^2} \quad 3.34$$

Où,

$$R_x = \sum_{i=1}^6 (x_i - x_0) \quad 3.35$$

$$R_y = \sum_{i=1}^6 (y_i - y_0) \quad 3.36$$

$$I_{xx} = \sum_{i=1}^6 (x_i - x_0)^2 \quad 3.37$$

$$I_{yy} = \sum_{i=1}^6 (y_i - y_0)^2 \quad 3.38$$

$$I_{xy} = \sum_{i=1}^6 (x_i - x_0)(y_i - y_0) \quad 3.39$$

Les poids obtenus vont dépendre directement de la qualité du maillage. Les maillages tordus ont des poids w_i s'éloignant de l'unité et pouvant aller de 0 à 2. Dans le cas de cellules de taille identique comme dans la Figure 3.4, les poids obtenus à partir de l'équation 3.32 seront unitaires, la moyenne pondérée devient une moyenne arithmétique :

$$\bar{\phi}_n = \frac{1}{N_{cellules}} \sum_c^{N_{cellules}} \phi_c \quad 3.40$$

3.1.2.5 Algorithme pression-vitesse

Le solveur basé sur la pression est employé dans ce projet. Ce solveur emploie un algorithme qui appartient à la classe des méthodes de projection. Une méthode itérative est employée pour solutionner le système d'équations non linéaires couplées formé par les équations de conservation. Le code ANSYS Fluent permet de solutionner de façon couplée ou découplée ces équations selon la physique de l'écoulement étudié.

3.1.2.6 Algorithme découplé ou ségrégué

L'algorithme solutionne séquentiellement les équations de conservation en effectuant une étape de correction du champ de pression à partir du champ de vitesse (Figure 3.5). La non-linéarité des équations entraîne un processus itératif. Les algorithmes SIMPLE (*Semi-Implicit Pressure Linked Equations*), SIMPLEC (SIMPLE Consistent) et PISO (*Pressure Implicit with Split of Operators*) sont disponibles dans le code ANSYS Fluent. Cependant, seulement l'algorithme SIMPLEC est

employé dans cette thèse. L'algorithme SIMPLEC emploie une approximation pour les termes de vitesses voisins qui sont négligés par l'algorithme SIMPLE. Cet algorithme n'emploie pas de sous-relaxation pour le terme de correction de la pression permettant une diminution accélérée des résidus dans plusieurs cas testés.

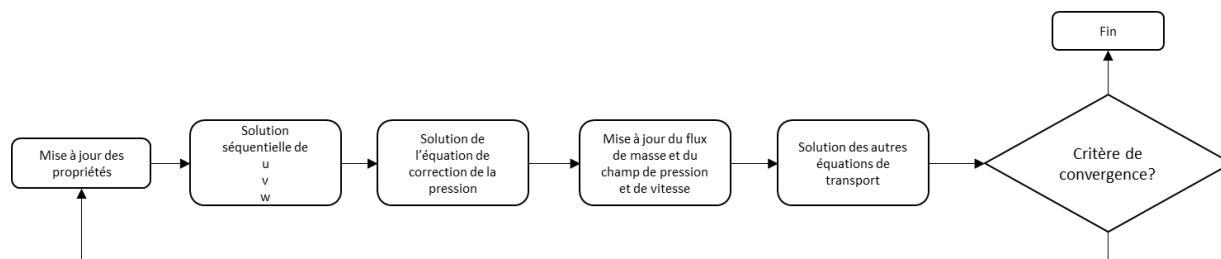


Figure 3.5 Schéma de l'algorithme découplé

3.1.2.7 Algorithme couplé

L'algorithme solutionne le système d'équations couplées de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Figure 3.6). Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer une étape de correction du champ de pression comme avec l'algorithme découplé. Solutionner un système couplé nécessite plus de temps de calcul, mais permet dans de nombreux cas de satisfaire les critères de convergence en moins d'itérations qu'avec le solveur découplé.

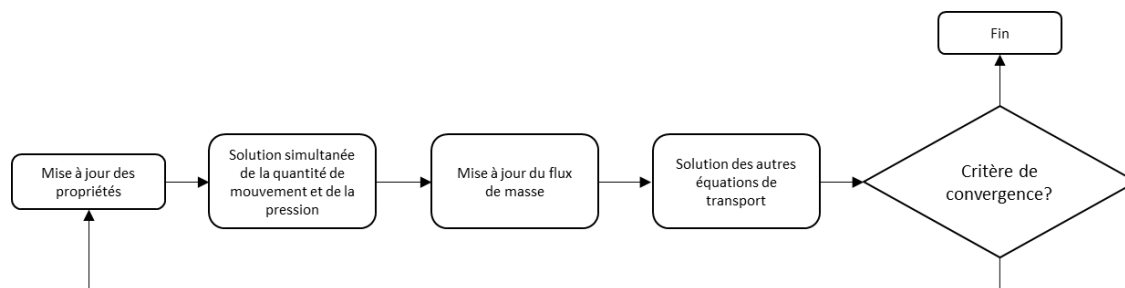


Figure 3.6 Schéma de l'algorithme couplé

3.1.2.8 Solveur multigrilles

Les méthodes itératives de solution de matrice comme le schéma Gauss-Seidel réduisent rapidement les erreurs locales qui sont aussi appelées erreurs de hautes fréquences, mais réduisent les erreurs globales, appelées erreurs de basses fréquences, à un rythme inversement proportionnel

à la taille du maillage (FLUENT®, 2018). Pour les maillages de la taille de ceux employés dans les applications industrielles, le taux de régression de l'erreur globale devient imperceptible pour un grand nombre de nœuds sans l'emploi d'une technique multigrilles. La technique multigrilles accélère la réduction de l'erreur globale du système linéaire d'équation créé par l'équation 3.15 en recréant le problème sur des maillages plus grossiers. L'emploi d'un maillage avec un nombre de nœuds réduit permet une communication plus rapide de la correction entre les cellules adjacentes. L'erreur globale du maillage original est minimisée à travers des cycles de réduction de l'erreur de haute fréquence sur des sous-niveaux de maillages grossiers (FLUENT®, 2018). Ces différents cycles de réduction de l'erreur sont appelés cycles multigrilles. Le cycle en « V » est particulièrement rapide et efficace pour les systèmes d'équations créées à partir de l'algorithme découplé de pression-vitesse. Son fonctionnement est illustré avec un exemple sur quatre étages de grilles où « h » est l'espacement entre les mailles de la plus grande grille (Figure 3.7) (Briggs & Henson, 2000).

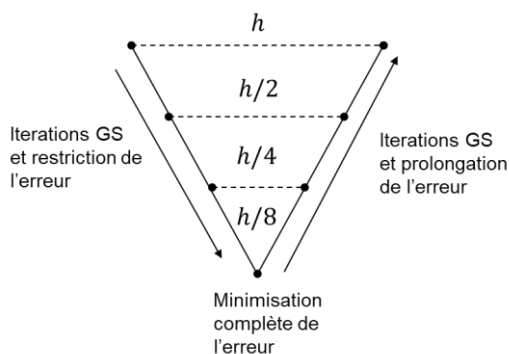


Figure 3.7 Cycle en V de la méthode multigrilles

Le cycle débute en effectuant un nombre restreint d'itérations de Gauss-Seidel (GS) sur la grille h jusqu'à atteindre un objectif prescrit de réduction des résidus initiaux. Les résidus de cette grille sont ensuite transférés à la grille $2h$ par un processus de restriction consistant à effectuer une moyenne pondérée des résidus des cellules voisines de la grille h . Le processus est répété jusqu'à la grille $h/8$ où les résidus peuvent être minimisés davantage ou anéantis si la grille est suffisamment petite. L'étape d'ascension débute ensuite où l'erreur des grilles grossières est transférée aux grilles plus fines. Ce transfert est effectué par une opération de prolongation consistant à effectuer une extrapolation de l'erreur d'une grille de taille inférieure à une grille de

taille supérieure par interpolation linéaire. L'exemple précédent démontre le fonctionnement d'une méthode géométrique multigrilles. Cependant, ANSYS Fluent est un code de volumes finis non structuré. Il emploie plutôt une méthode algébrique multigrilles qui ne nécessite pas la création de sous-niveaux géométriques de maillages. Les matrices de coefficients représentant les sous-niveaux sont recrées en sélectionnant spécifiquement certains coefficients de la matrice du maillage original. Il n'est donc pas nécessaire de générer et de réserver en mémoire plusieurs niveaux de grilles. Le nombre de sous-niveaux multigrilles et le type de cycle dépendent de la nature du problème décrit par le système d'équations linéaires. Les paramètres par défaut de Fluent pour le solveur pression découplé sont employés dans cette thèse.

3.1.2.9 Définition de la convergence dans ANSYS Fluent

Le concept de « convergence numérique » dans le code ANSYS Fluent est un abus de langage qui fait plutôt référence à l'erreur d'itération définie par Roy (2005). L'erreur d'itération est la différence entre la solution approximée à un système d'équations discrétisées et sa solution exacte. L'erreur d'itération est à considérer lorsque la méthode itérative ou de relaxation employée pour solutionner un système d'équations discrètes est arrêtée avant d'obtenir un résidu nul. L'erreur d'itération est difficilement quantifiable, car la solution exacte au système d'équations est nécessaire pour l'évaluer.

Le résidu d'une itération est obtenu en insérant la solution de la méthode itérative ou de relaxation dans le système d'équations algébriques original. Les codes commerciaux quantifient la diminution des résidus en fonction des itérations du solveur. Pour un scalaire, ϕ , ANSYS Fluent calcule les résidus de l'équation 3.15 résultant du processus itératif du solveur multigrilles. Les résidus de chaque cellule du maillage sont additionnés (équation 3.56).

$$R_s^\phi = \sum_c \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_c \phi_c \right| \quad 3.41$$

L'indicateur de convergence, R^ϕ , est obtenu à partir d'une moyenne pondérée par rapport à $a_p \phi_p$ (équation 3.57).

$$R^\phi = \frac{R_s^\phi}{\sum_c |a_p \phi_p|} \quad 3.42$$

Pour l'équation de continuité, la définition des résidus est différente. Elle est mise à l'échelle par rapport au résidu maximal obtenu lors des cinq dernières itérations (équation 3.58).

$$R^\rho = \frac{\sum_c |\text{taux de création de la masse dans } c|}{\max(R_{1-5}^\rho)} \quad 3.43$$

Le niveau de convergence itérative peut être évalué en comparant une solution qui a atteint un certain ordre de résidus avec une solution qui a atteint un ordre plus bas. FLUENT® (2018) recommande de poursuivre le processus itératif du solveur jusqu'à l'obtention des objectifs de résidus présentés au Tableau 3.1. Il faut mentionner que l'orthogonalité des cellules de maillages a un impact important sur la diminution des résidus.

Tableau 3.1 Objectifs de résidus du solveur pression

Équations de transport	Objectif de résidus
Quantité de mouvement, Continuité, Turbulence, Fraction de volume	10^{-3}
Énergie, Level-Set	10^{-6}

La sensibilité de l'erreur d'itération sur la qualité de la solution n'est pas directement évaluée dans cette thèse et demeure un sujet de recherche d'intérêt pour les simulations d'écoulements à deux fluides en turbomachinerie. À moins d'indication contraire, les recommandations du Tableau 3.1 sont employées pour les simulations effectuées dans cette thèse.

3.1.3 Capture de l'interface entre l'air et l'huile

Les méthodes Volume-of-Fluid et Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid permettent de capturer avec précision la position du film d'huile dans une cavité de roulement. L'implémentation de ces méthodes sur ANSYS Fluent est présentée en détail dans cette section. Quelques informations sont ajoutées sur la modélisation de la tension de surface et de l'angle de contact.

3.1.3.1 La Méthode Level-Set

3.1.3.1.1 Équation de transport

La méthode Level-Set (L-S), (Sussman et al., 1994), sert à déterminer la géométrie et la position de l'interface entre deux fluides. La fonction Level-Set est continue et lisse. Elle est définie par un scalaire φ . À l'initialisation, φ est la distance minimum entre un point du domaine et l'interface, ainsi nous avons $|\nabla\varphi| = 1$ pour tout le domaine. L'advection de la fonction L-S est donnée par l'équation de transport 3.44:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\varphi = 0 \quad 3.44$$

Après avoir solutionné l'équation L-S, il est peu probable que la contrainte de distance $|\nabla\varphi| = 1$ soit encore respectée. Ceci est dû à la déformation irrégulière de l'interface et à l'épaisseur non uniforme de celle-ci. Pour éviter que ces erreurs ne s'accumulent et induisent de larges erreurs dans les solutions des équations de la conservation du mouvement et de la masse, une procédure de réinitialisation doit être effectuée. Avant de réinitialiser, il faut reconstruire l'interface. C'est à ce moment que coupler la fonction L-S à la méthode Volume of Fluid (VoF) devient utile. Les valeurs de VoF permettent d'obtenir la taille approximative de la coupe au travers de la cellule créée par l'interface alors que le gradient de la fonction Level-Set détermine la direction de l'interface (FLUENT®, 2018). Le front de l'interface est alors reconstruit à partir d'un algorithme issu du concept de calcul d'interface affine par morceaux (CIAM) aussi nommé *piecewise linear interface construction* (PLIC), voir J. Li (1995). Plus de détails sur la réinitialisation de la fonction Level-Set peuvent être obtenus dans Nichita (2010).

3.1.3.1.2 Propriétés du fluide

L'utilisation de la méthode Level-Set fait des propriétés du fluide comme la masse volumique, ρ , et la viscosité dynamique, μ , des variables discontinues définies par les équations suivantes :

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H(\varphi(\mathbf{x}, t)) \quad 3.45$$

$$\mu(\mathbf{x}, t) = \mu_g + (\mu_l - \mu_g) H(\varphi(\mathbf{x}, t)) \quad 3.46$$

La fonction $H(\varphi)$ est une fonction de Heaviside lissée pour éviter les instabilités numériques qui pourraient être engendrées par une fonction discontinue. Cette fonction a été proposée par Sussman, Fatemi, Smereka, and Osher (1998). Elle est définie par :

$$H(\varphi) = \begin{cases} 0 & \varphi < -\alpha \quad (\text{phase gazeuse}) \\ 1 & \varphi > \alpha \quad (\text{phase liquide}) \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\varphi}{\alpha} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi\varphi}{\alpha}\right) \right] & |\varphi| \leq \alpha \end{cases} \quad 3.47$$

Ici, le paramètre α représente l'épaisseur de l'interface dont la valeur représente la taille du maillage localement près de l'interface.

3.1.3.1.3 Tension de surface

Les forces de tension de surface sont introduites dans les équations de conservation de la quantité de mouvement. Le terme de tension de surface \mathbf{F}_{st} est obtenu à l'aide du modèle de force de surface continue (CFS) de Brackbill et al. (1992). Elle est décrite à partir de la fonction Level-Set selon :

$$\mathbf{F}_{st} = \sigma k(\varphi) \mathbf{n}(\varphi) \delta(\varphi) \quad 3.48$$

Dans l'équation 3.48, σ est le coefficient de tension de surface, $k(\varphi)$ est la courbure moyenne de l'interface et \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface. Lesquels sont définis par :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} \Big|_{\varphi=0} \quad 3.49$$

$$k(\varphi) = \nabla \cdot \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} \Big|_{\varphi=0} \quad 3.50$$

La formulation emploie aussi la fonction de Dirac lissée $\delta(\varphi)$ qui est définie comme la dérivée de $H(\varphi)$ par rapport à φ .

$$\delta(\varphi) = \begin{cases} 0 & |\varphi| \geq a \\ \frac{1 + \cos\left(\frac{\pi\varphi}{a}\right)}{2a} & |\varphi| < a \end{cases} \quad 3.51$$

La tension de surface est ensuite traitée comme un terme source dans l'équation de conservation du mouvement (équation 3.8). Elle est définie comme un saut de pression au travers de l'interface. La robustesse et la versatilité de la méthode CSF font qu'elle est très utilisée dans les problèmes avec de grands changements topologiques comme l'atomisation des jets. Le défaut de cette méthode réside dans l'apparition de courants oscillants à proximité de l'interface causés par le non-équilibre des forces de pression et de tension de surface (FLUENT®, 2018). Comparativement à la méthode par continuité des contraintes de surface (CSS), la méthode CSF est conservative et présente une diminution conforme de l'erreur avec le raffinement du maillage pour de grandes oscillations comme démontré dans le cas d'une gouttelette soumise à un écoulement d'air par Tryggvason et al. (2011).

3.1.3.2 La méthode Volume of Fluid

3.1.3.2.1 Équation de transport

La méthode Volume of Fluid est une fonction qui attribue un « un » aux cellules de la phase gazeuse, un « zéro » à celles qui sont de la phase liquide et une valeur entre un et zéro aux cellules traversées par une interface. La méthode VoF fait l'advection d'une fonction scalaire, F , équation 3.52, après avoir solutionné les équations de conservation.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = 0 \quad 3.52$$

Ici, F représente la fraction du volume de gaz dans une cellule. Parfois, on emploie F_l comme étant la fraction de liquide. Il s'en suit que $F_l = 1 - F$.

3.1.3.2.2 Propriétés du fluide

Les discontinuités dans les propriétés des fluides à l'interface sont traitées comme si les fluides formaient un mélange homogène à l'interface, équations 3.53 et 3.54.

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \rho_l + (\rho_g - \rho_l)F \quad 3.53$$

$$\mu(\mathbf{x}, t) = \mu_l + (\mu_g - \mu_l)F \quad 3.54$$

3.1.3.2.3 Tension de surface

Le terme de tension de surface est exprimé selon modèle de Brackbill et al. (1992) par l'équation 3.55. Il est intégré aux équations de conservation de la quantité de mouvement de la même façon qu'avec la méthode Level-Set.

$$\mathbf{F}_{st} = \sigma \frac{\rho k(F) \nabla F}{\frac{1}{2}(\rho_l + \rho_g)} \quad 3.55$$

La courbure à l'interface, $k(F)$, est approximée à partir du gradient de la fraction de volume à la position de l'interface définie par $F = 0.5$.

$$k(F) = \nabla \cdot \frac{\nabla F}{|\nabla F|} \Big|_{F=0.5} \quad 3.56$$

La position de l'interface nécessite d'être réévaluée à chaque avancement en temps, car le champ VoF n'est en fait qu'une distribution du volume occupé par deux fluides dans le référentiel spatial. La géométrie de l'interface doit être reconstruite par un processus itératif explicite ou implicite qui considère les cellules voisines contenant une valeur de F entre 0 et 1. Les méthodes de reconstruction les plus simples sont la *Simple Line Interface Calculation* (SLIC) et *Weighted Essentially Nonoscillatory* (WENO) (Jiang & Peng, 2000), et l'algorithme SOLA-VOF (Hirt & Nichols, 1981). D'autres méthodes de reconstruction, plus complexes et plus coûteuses, sont aussi disponibles comme le schéma explicite *Geometric Reconstruction Scheme* (Youngs, 1982), qui

fournit la reconstruction de l'interface la plus fidèle et le *Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes* (CICSAM) (Onno Ubbink, 1997).

3.1.3.2.4 Adhésion à la surface solide

L'adhésion d'un liquide à une surface détermine sa mouillabilité. La mouillabilité d'une surface définit la capacité d'un fluide à s'étendre. Pour un certain gaz et matériel de surface à une certaine température, pression, un liquide aura un certain angle de contact à l'équilibre. Cette relation est formulée par l'équation de Young (équation 3.57). L'équilibre est illustré pour un cas à deux dimensions à la Figure 3.8 :

$$\sigma_{l-g} \cos \theta_w = \sigma_{s-g} - \sigma_{s-l} \quad 3.57$$

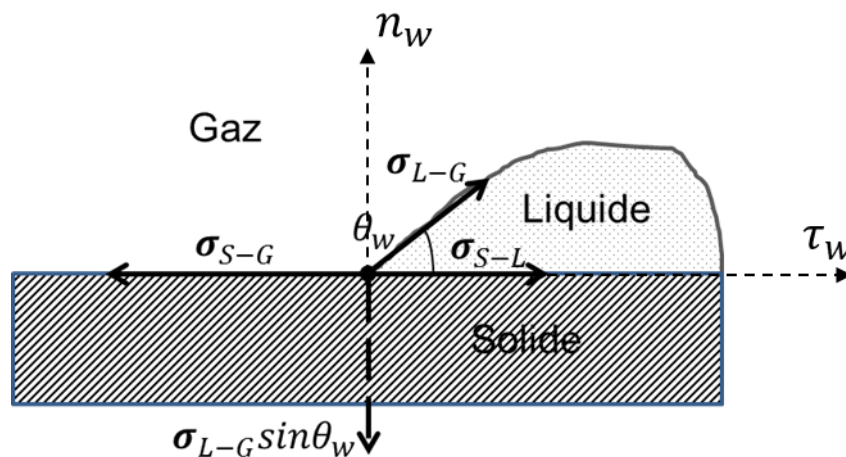


Figure 3.8 Illustration de l'effet de la tension de surface sur l'angle de contact

La tension de surface est issue des propriétés moléculaires des substances en contact. L'angle de contact est généralement obtenu expérimentalement. Pour un film liquide en mouvement, il a été observé que l'angle θ_w augmente dans la direction de l'écoulement et diminue dans la direction opposée. Cet effet d'hystérésis nécessite le développement d'un modèle d'angle de contact dynamique. Nichita (2010) a utilisé le modèle de Fang, Hidrovo, Wang, Eaton, and Goodson (2008) et al. pour reconstruire l'interface du fluide en contact avec un mur dans son code CLSVoF. Ce modèle utilise des corrélations pour prédire l'avancement et le recul de l'angle de contact à

partir de la fonction VoF et la normale à l'interface. Son implémentation dans le code d'ANSYS Fluent est développée dans Nichita, Zun, and Thome (2010).

Dans le code original d'ANSYS Fluent, le modèle de contact utilisé est issu des mêmes travaux de Brackbill et al. (1992) sur la modélisation des forces de tension de surface. En spécifiant l'angle de contact statique θ_w au mur, le code calcule la normale de l'interface de la première cellule en contact avec le mur avec la relation suivante :

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_w \cos \theta_w + \mathbf{t}_w \sin \theta_w \quad 3.58$$

Où, \mathbf{n}_w et \mathbf{t}_w sont la normale et la tangente du point contact de l'interface au mur.

Avec la normale \mathbf{n} de l'interface air-liquide à la première cellule et à la cellule suivante, la courbure de l'interface peut être calculée et la force de corps issue du calcul de la tension de surface peut être obtenue (FLUENT®, 2018). Pour ce qui est du film d'huile dans une cavité de roulement, la modélisation de l'angle de contact entre le métal et l'huile n'est pas nécessaire lorsqu'un état semi-stationnaire est recherché pour quantifier l'épaisseur du film d'huile. Cependant, si des effets transitoires sont étudiés à très petites échelles, la modélisation des effets d'hystérésis est importante pour repérer les conditions d'opération pour lesquelles les effets de tension de surface pourraient entraîner l'infiltration d'huile par les joints d'étanchéité. Une mauvaise modélisation de l'angle de contact peut surestimer l'aire de la surface mouillée par l'huile lorsque la vitesse de rotation de l'arbre est faible (inférieur à 10 000RPM). Un angle, θ_w , de 45° est utilisé temporairement étant donné le manque d'information sur les propriétés de l'huile employée par l'industrie aéronautique.

3.1.3.3 La méthode Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid

3.1.3.3.1 Fonctionnement

La méthode Coupled-Level-Set-Volume-of-Fluid (CLSVoF) combine le calcul précis de la courbure et de la normale à l'interface de la méthode Level-Set et la conservation de la masse de la méthode Volume-of-Fluid. La méthode de reconstruction emploie le champ de fraction de volume, F , pour calculer la fraction de la cellule qui doit être intersectée par l'interface et oriente l'intersection de la cellule selon la normale de l'interface déterminée par la fonction Level-Set

(Figure 3.9). Le processus nécessite une formulation explicite et permet une capture précise de la courbure à l'interface. Plus d'information peut être obtenue dans Nichita (2010) et dans FLUENT® (2018).

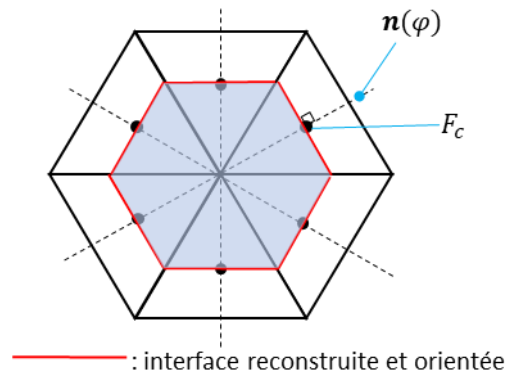


Figure 3.9 Démonstration de la reconstruction d'une gouttelette dans un repère spatial 2D sur six cellules triangulaires avec la méthode CLSVoF

3.1.3.3.2 Calcul de la normale à l'interface

La méthode CLSVoF est avantageuse par rapport à la méthode VoF pour les écoulements dominés par la tension de surface, car sa définition permet de calculer directement la normale à l'interface. Le cas test suivant compare l'utilisation de l'équation de transport VoF à l'équation de transport L-S sur le calcul de la normale de la surface libre pour différentes densités de maillage uniforme. Le calcul de la normale de la surface libre permet d'obtenir la courbure à l'interface et sert donc à la modélisation de la tension de surface.

Une sphère de liquide ($r_{sphere} = 0.4$ unités) est reconstruite dans un cube de dimension (0.5 unités) à partir de la méthode VoF et de la méthode L-S. Un schéma QUICK est employé pour l'advection de la fonction L-S et un schéma de reconstruction géométrique explicite est employé avec l'équation de transport VoF. Après avoir initialisé le domaine avec la sphère liquide, seulement les équations de transport L-S et VoF sont solutionnées et les normales à l'interface sont comparées. L'interface entre l'air et le liquide est définie à la position $\phi = 0$ pour la fonction L-S et à $F = 0.5$ pour la fonction VoF. La normale calculée par la fonction L-S est donnée à l'équation 3.49 et celle par la fonction VoF à l'équation 3.59.

$$\mathbf{n}(F) = \frac{\nabla F}{|\nabla F|} \Big|_{F=0.5} \quad 3.59$$

La normale à un point \mathbf{x}_c de la surface d'une sphère se calcule analytiquement par :

$$\mathbf{n}_{sphere} = \frac{\mathbf{x}_c - \mathbf{x}_0}{r_{sphere}} \quad 3.60$$

Où \mathbf{x}_0 est le centre de la sphère et r_{sphere} est son rayon. Un aperçu des normales $\mathbf{n}(\varphi)$ obtenues sur les différentes discrétisations spatiales est illustré à la Figure 3.10.

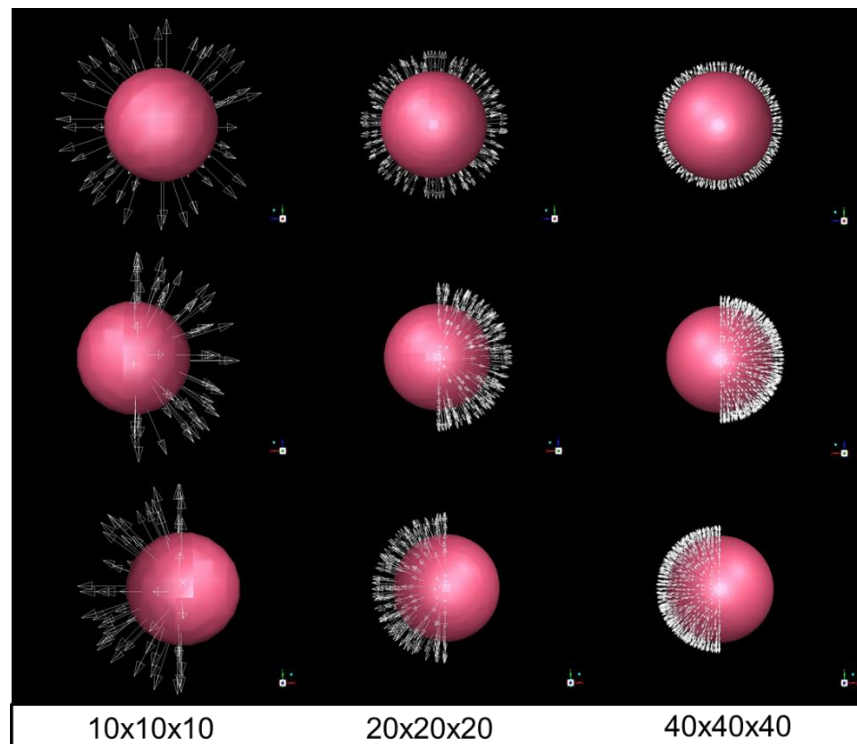


Figure 3.10 Calcul de la normale à l'interface à partir de l'équation LS pour différents maillages

Les normales $\mathbf{n}(F)$ ne sont pas illustrées, car elles sont qualitativement similaires. La Figure 3.11 démontre une légère déviation entre les normales calculées par l'équation L-S et la normale exacte.

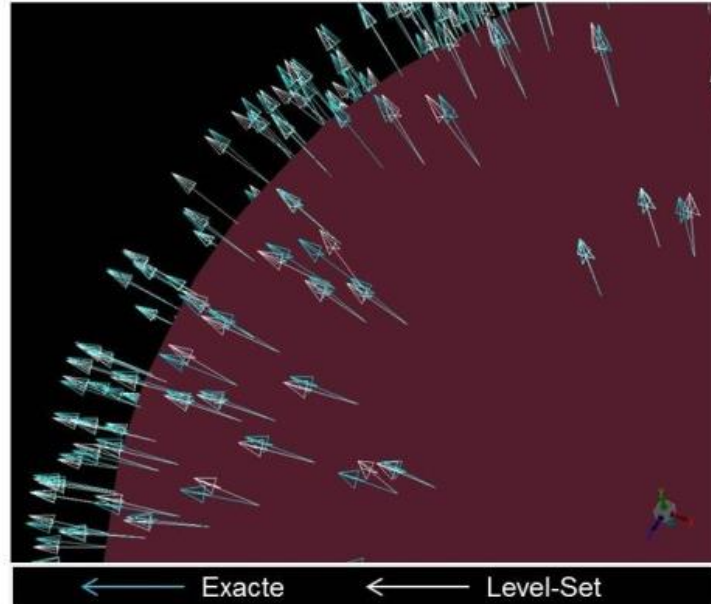


Figure 3.11 Comparaison entre les vecteurs de la normale calculée par la fonction L-S et les normales exactes pour la discrétisation 20x20x20

La norme L2 est calculée pour évaluer la déviation entre l'approximation de la normale à partir des équations de transport et la normale réelle à chaque nœud pour chaque discrétisation spatiale et équation de transport.

Pour chaque composante du vecteur normale, i :

$$L_{2_i} = 100\% \times \sqrt{\frac{\sum_j^N \{ \mathbf{n}_{calc_{j,i}} - \mathbf{n}_{sphere_{j,i}} \}^2}{\sum_j^N \{ \mathbf{n}_{sphere_{j,i}} \}^2}} \quad 3.61$$

$$L_2 = \sqrt{L_{2_1}^2 + L_{2_2}^2 + L_{2_3}^2} \quad 3.62$$

Tableau 3.2 Norme L_2 de la déviation de la normale à l'interface d'une sphère liquide

Discrétisation spatiale	L_2	
	Level-Set	VoF
10x10x10	4.63%	2.65%
20x20x20	4.28%	4.33%
40x40x40	3.56%	4.56%

L'ordre de grandeur des erreurs observées, $\sim 4\%$, est similaire à celui obtenu par Tryggvason et al. (2011) avec la fonction VoF pour des bulles sphériques. La norme L_2 obtenue par la fonction L-S diminue avec un ordre de convergence observé de 1.04 en raffinant le maillage alors que la norme L_2 obtenue par la fonction VoF augmente. Il faut mentionner que l'ordre observé aurait dû être de deux. Abanto, Pelletier, Garon, Trepanier, and Reggio (2005) ont vérifié l'ordre de convergence spatial des codes ANSYS Fluent et CFX pour différents cas atypiques de CFD et ont soulevé de pareils écarts. Selon les résultats obtenus sur cette sphère liquide, le calcul de la normale de l'interface est mieux approximé par la fonction L-S, car elle fournit une mesure précise de la distance séparant le centre d'une cellule à l'interface. Cependant, pour des cas où la discrétisation spatiale est peu raffinée (10x10x10), les méthodes VoF et LS s'équivalent pour la mesure de la normale à l'interface gaz/liquide. À partir de cette petite vérification, on peut affirmer que la méthode CLSVoF est à recommander pour les simulations où les forces de tension sont dominantes et la résolution maillage permet une résolution détaillée des structures liquides. La méthode VoF est suffisante pour permettre une approximation de la position de la surface libre lorsque les forces de tension sont de faibles magnitudes.

3.1.4 Modélisation de la turbulence

Simuler toutes les échelles des structures turbulentes d'une cavité de roulement serait énormément coûteux et même pratiquement impossible. La modélisation de la turbulence est donc nécessaire. La modélisation de la turbulence de l'écoulement d'air et d'huile dans une cavité de roulement est un sujet de recherche qui pourrait faire l'objet d'une thèse de doctorat en soi. Comme il ne s'agit pas du point d'intérêt principal de cette thèse, cette section est seulement effleurée, mais donne

une appréciation des principaux enjeux liés à la modélisation de la turbulence pour une telle application.

3.1.4.1 Les tourbillons dans une cavité de roulement

Si l'huile est retirée de la chambre de la cavité de roulement, on retrouve un écoulement d'air entre deux cylindres concentriques dont un des cylindres est en rotation. Ce type d'écoulement animé par la rotation d'une des parois cylindriques est appelé écoulement de Taylor-Couette (Taylor, 1923). Cet écoulement présente différents types d'instabilités selon la vitesse de rotation des cylindres. Lorsque la vitesse de rotation du cylindre atteint une certaine vitesse, on peut voir apparaître des vortex toroïdaux appelés vortex de Taylor. Dans une cavité de roulement, la vitesse de rotation est telle que la structure des vortex se complexifie et prend une forme spatio-temporelle associée à une turbulence pleinement développée. L'ajout d'un gradient de pression par l'entrée d'air issue des joints d'étanchéité complexifie davantage l'écoulement en y rajoutant une composante axiale. Il s'agit alors d'une combinaison d'un écoulement de Poiseuille et d'un écoulement de Taylor-Couette. Cette combinaison accentue l'anisotropie de l'écoulement et la formation de structures tourbillonnaires. Des mesures par LDA (Aidarinis & Goulas, 2014; Aidarinis, Missirlis, Yakinthos, & Goulas, 2011) ont confirmé la présence de deux vortex principaux contrarotatifs dans une cavité de roulement simplifiée comme prédit par la théorie des écoulements de Taylor-Couette.

3.1.4.2 La modélisation RANS

La modélisation RANS solutionne les équations instantanées exactes de Navier-Stokes en décomposant les variables des équations comme étant une combinaison de moyenne d'ensemble et temporelle de ces variables additionnées d'une composante fluctuante. Par exemple, pour les composantes de vitesses, u_i , et la pression, p , ces variables prennent la forme suivante :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad 3.63$$

$$p = \bar{p} + p' \quad 3.64$$

Après substitution de ces nouvelles variables dans les équations de Navier-Stokes, les équations de la conservation de la masse (équation 3.2) et de la quantité de mouvement (équation 3.7) prennent la forme des équations RANS.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad 3.65$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad 3.66$$

Les termes $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ sont les contraintes du tenseur de Reynolds qui nécessitent d'être modélisés. L'hypothèse de Boussinesq (équation 3.67) est employée pour modéliser ces termes dans les modèles de turbulence à deux équations. Les équations de transport de production et de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont alors utilisées pour calculer la viscosité turbulente, μ_t .

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad 3.67$$

L'emploi des équations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) pour solutionner l'écoulement dans une cavité de roulement est la formulation la plus employée dans les applications industrielles employant un code de volumes finis. Cependant, l'emploi de modèles de turbulence basés sur une formulation linéaire de la viscosité turbulente est questionnable.

En effet, la création d'un écoulement cisailé par la présence d'un jet d'air issu du joint d'étanchéité, la courbure des parois de la cavité et la rotation de l'écoulement font en sorte qu'un modèle à deux équations de type $k - \epsilon$ ou $k - \omega$ est d'une précision limitée pour ce qui est de modéliser avec précision les contraintes du tenseur de Reynolds à partir d'équation de transport pour la production et la dissipation d'énergie cinétique turbulente. La présence de deux phases rend ces modèles aussi inadéquats, car ils génèrent trop d'énergie cinétique turbulente à l'interface entre les phases. Jusqu'à maintenant, plusieurs techniques ont été proposées pour corriger la génération artificielle de viscosité turbulente. D. Peduto et al. (2011) ont rajouté un algorithme supplémentaire à leur code de CFD pour réduire à 0 la viscosité turbulente à l'interface. Bristot et al. (2016) ont employé un facteur d'amortissement de la turbulence dans le modèle $k - \omega$ pour

atténuer la viscosité turbulente au travers de l'interface. Cet emploi provient des travaux de Egorov et al. (2004) qui suggèrent l'emploi d'un traitement de paroi pour les faibles nombres de Reynolds à proximité de l'interface entre des fluides de ratio élevé de densité, similairement à une condition de Dirichlet. Ce traitement est obtenu en augmentant le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente à l'interface. Pour ce faire, un terme source supplémentaire, S_ω , est ajouté à l'équation de transport, ω , et affecte les cellules de calcul situées à proximité de l'interface (équation 3.68). L'ajout de ce terme amène une diminution de la viscosité turbulente et une « laminarisation » de l'écoulement à l'interface.

$$S_\omega = A_i \Delta x \beta \rho \left(\frac{B 6 \mu}{\beta \rho \Delta x^2} \right)^2 \quad 3.68$$

Le terme A_i est la densité interfaciale. Dans le cas d'une simulation RANS employant le modèle VoF, elle est définie comme la magnitude du gradient de la fraction de volume (équation 3.69).

$$A_i = |\nabla F| \quad 3.69$$

Le terme Δx est la taille de la cellule traversée par l'interface dans la direction normale à l'interface. Elle peut être estimée par la racine cubique du volume de la cellule. La constante β est celle du terme de destruction du modèle $k - \omega$. Le facteur B est un facteur d'amortissement qui contrôle l'effet dissipatif. La valeur recommandée par (Lo & Tomasello, 2010) pour des études de surfaces libres est de 100 pour B . Cependant, les études de Bristot et al. (2017) ont démontré que pour une chambre de cavité de roulement simplifiée comme celle de KIT, la valeur optimale se situerait entre 10 et 100. À partir de leurs résultats, une valeur interpolée de 30 a été sélectionnée pour cette étude. Les variables ρ et μ sont la masse volumique et la viscosité dynamique de l'écoulement défini selon le modèle VoF.

Pour résoudre de façon explicite la sous-couche visqueuse dans le film d'huile, le modèle $k - \omega$ standard (Wilcox, 1998) requiert que le centroïde de la première cellule soit à une distance de $y^+ < 2$ où y^+ est une distance sans dimension de la paroi définie comme $y^+ \equiv u_* y / \nu$. Ce requis est difficile à assurer dans le cas d'une simulation industrielle où le contrôle sur le nombre de cellules et leur qualité est ardu. La formulation $k - \omega$ SST (Menter, Kuntz, & Langtry, 2003) peut éliminer cette contrainte en passant automatiquement d'une formulation explicite de la sous-

couche laminaire à une fonction de paroi selon la distance du centroïde du premier élément au mur. Il est donc possible de réduire la taille des cellules aux parois et leur nombre sans affecter disproportionnellement la qualité de la solution.

L'emploi du modèle $k - \omega$ SST avec un terme source supplémentaire pour la dissipation de la turbulence semble donner le meilleur rapport coût de calcul versus précision de l'écoulement. D'autres modèles de turbulence plus complexes pourraient réduire les limitations de l'hypothèse de Boussinesq servant à la modélisation du tenseur de Reynolds par le concept de viscosité turbulente. Par exemple, le modèle $\overline{v^2} - f$ (Laurence, Uribe, & Utyuzhnikov, 2005) emploie une formulation non linéaire de la viscosité turbulente qui permet de capturer les anisotropies de l'écoulement à proximité des parois et les composantes normales du tenseur de Reynolds. Les fluctuations de vitesse normales aux lignes de courant, $\overline{v^2}$, sont employées pour modéliser la viscosité turbulente. L'anisotropie des effets à la paroi est modélisée par une fonction de relaxation elliptique f . Le modèle nécessite deux équations supplémentaires pour $\overline{v^2}$ et f en plus des deux équations de transport du modèle standard $k - \epsilon$. L'avantage d'un tel modèle est le fait qu'il évite la modélisation d'une quantité irréaliste de production d'énergie turbulente en présence de déformation pure comme le ferait un modèle à deux équations. La modélisation de l'impact d'un jet sur une plaque par Behnia, Parneix, and Durbin (1998) par le modèle de turbulence $\overline{v^2} - f$ a démontré des résultats fort supérieurs à ceux du modèle $k - \epsilon$ et très similaires aux mesures expérimentales pour la quantification du transfert de chaleur.

Une fermeture du second ordre des équations RANS pourrait améliorer la modélisation des effets de turbulence dans le cas d'écoulement en rotation et tourbillonnant (Jakirlic, Hanjalic, & Tropea, 2002) comme ceux rencontrés dans les cavités de roulement. Le modèle de transport des contraintes de Reynolds (RSM) (Launder & Spalding, 1974) solutionne directement les fluctuations de vitesse, mais nécessite 6 équations de transport pour modéliser les contraintes de Reynolds et une équation de transport pour représenter le taux de dissipation. Cette approche a démontré des résultats plus similaires aux mesures expérimentales que le modèle $k - \epsilon$ standard pour les champs de vitesses de l'écoulement entraîné par la rotation d'un arbre de transmission dans une cavité de roulement (Lee et al., 2005). L'emploi d'un modèle de second ordre pour modéliser la turbulence est très contraignant. Le choix des conditions de frontière a une influence

majeure sur la stabilité numérique de la simulation effectuée, et l'emploi de 7 équations de transport accroît de façon importante le temps de calcul.

Les limitations en termes de puissance de calcul et d'investigations pouvant être réalisées dans le cadre cette recherche font en sorte qu'une modélisation RANS de premier ordre est l'approche la plus avantageuse. Le modèle $k - \omega$ SST avec le terme source d'amortissement de la turbulence de Egorov et al. (2004) est employé pour fermer les équations RANS. La formulation des équations de transport k et ω dans ANSYS Fluent pour le modèle SST est présentée aux équations 3.70 et 3.71. La viscosité turbulente est décrite à l'équation 3.72. Les expressions et les constantes exprimées dans ce modèle sont présentées aux équations 3.73 à 3.88.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \mu_t S^2 - \rho \beta^* k \omega \quad 3.70$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) & \quad 3.71 \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \frac{\alpha \alpha^*}{\nu_t} \mu_t S^2 - \rho \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \\ & + S_\omega \end{aligned}$$

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad 3.72$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad 3.73$$

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1 / \sigma_{k,1} + (1 - F_1) / \sigma_{k,2}} \quad 3.74$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1 / \sigma_{\omega,1} + (1 - F_1) / \sigma_{\omega,2}} \quad 3.75$$

$$F_1 = \tanh \Phi_1^4 \quad 3.76$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left[\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right], \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad 3.77$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad 3.78$$

$$\alpha = \frac{\alpha_{\infty}}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_{\omega}}{1 + Re_t/R_{\omega}} \right) \quad 3.79$$

$$\alpha_{\infty} = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad 3.80$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad 3.81$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad 3.82$$

$$\alpha^* = \alpha_{\infty}^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \quad 3.83$$

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad 3.84$$

$$F_2 = \tanh \Phi_2^2 \quad 3.85$$

$$\Phi_2 = \max \left[\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad 3.86$$

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad 3.87$$

$$\sigma_{k,1} = 2.0 \quad \sigma_{\omega,1} = 2.0 \quad \sigma_{k,2} = 1.0, \sigma_{\omega,2} = 1.168, \quad 3.88$$

$$a_1 = 0.31, \alpha_0^* = \beta_i/3, \quad \beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828,$$

$$R_{\omega} = 2.95, Re_k = 6$$

3.2 Modélisation des gouttelettes d'huile

Comme mentionné auparavant, modéliser toutes les gouttelettes d'huile par une méthode VoF ou CLSVoF serait extrêmement coûteux. Il est préférable de les représenter par une méthode de modélisation lagrangienne de phase dispersée (DPM). Dans la zone 2 de la Figure 3.1, la méthode Euler-Lagrange DPM PSI-CELL de Fluent est utilisée, car elle est numériquement peu coûteuse et peut être facilement personnalisée.

3.2.1 Méthode DPM PSI-CELL

Le modèle DPM PSI-CELL a été brièvement présenté à la section 2.1.3.2. Les phénomènes d'évaporation et de combustion des gouttelettes d'huile sont négligés dans les applications qui sont d'intérêts à cette thèse, mais ils pourraient être facilement intégrés ultérieurement à travers ce modèle. Les particules sont donc considérées comme inertes. Les lois de transfert entre l'écoulement de description eulérienne, l'air, et les paquets lagrangiens, les gouttelettes, se réduisent à l'échange de quantité de mouvement et d'énergie. La modélisation des quantités échangées dépend de la concentration en particules de l'écoulement et du niveau de précision recherché. Le couplage entre la phase lagrangienne et la phase eulérienne est divisé en quatre niveaux (Figure 3.12).

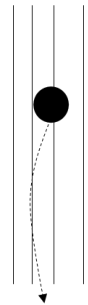
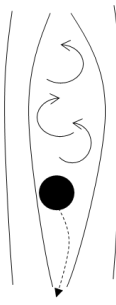
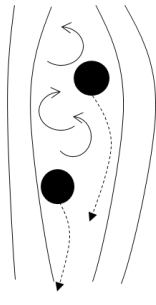
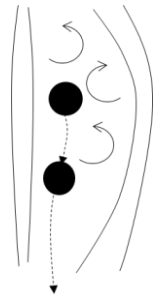
				
Niveau de couplage	Une direction	Deux directions	Trois directions	Quatre directions
Description	Écoulement continu affecte la phase discrète.	L'écoulement continu est aussi affecté par la phase discrète.	La trajectoire d'une particule en aval affecte la trajectoire des particules en amont.	La trajectoire des particules est aussi affectée par les collisions.
Concentration volumique de particules	Très faible (<3%)	Faible (<5%)	Élevé (<8%)	Très élevé (<10%)

Figure 3.12 Niveaux de couplage pour les écoulements dilués de ratio de densité élevé avec le modèle DPM PSI-CELL

La concentration volumique de gouttelettes n'est pas uniforme dans une cavité de roulement. À proximité du roulement et du film liquide, les effets d'entraînement de l'air provoqués par les vitesses élevées de rotation de l'arbre peuvent créer des zones de concentration élevées où l'écoulement prend l'aspect d'une bruine de fines gouttelettes. Dans ce projet, les efforts sont orientés vers les gouttelettes qui se détachent du film d'huile lubrifiant le roulement et qui sont emportées par l'écoulement d'air vers le cœur de la cavité. Un couplage à deux directions est donc numériquement optimal et réaliste pour capturer cette interaction. Un couplage à deux voies inclut

les échanges de quantité de mouvement et d'énergie entre la phase continue et la phase discrète. Ces échanges sont déterminés à partir des variations de quantité de mouvement, $\Delta S_{p,u,i}$, et d'énergie, $\Delta S_{p,E}$, subies par les particules qui ont traversé un volume de contrôle. Ces échanges sont exprimés par des termes sources, équations 3.89 et 3.90, qui sont ajoutés aux formes discrétisées des équations 3.8 et 3.11. Un processus itératif est employé jusqu'à ce que les critères de convergence soient atteints.

$$S_{u,i} = \frac{\dot{m}_p \Delta t}{V} \sum \Delta S_{p,u,i} \quad 3.89$$

$$S_E = \frac{\dot{m}_p \Delta t}{V} \sum \Delta S_{p,E} \quad 3.90$$

Où \dot{m}_p est le débit massique de particules dans le volume de contrôle V et Δt est le pas temps de la phase continue.

Les tailles de gouttelettes mesurées dans les cavités de roulement par Glahn et al. (1995) ont démontré être inférieure à $500 \mu m$. Leur taille moyenne diminue aussi avec une augmentation de la vitesse de rotation de l'arbre (Glahn, Busam, Blair, Allard, & Wittig, 2002). À cette échelle, la dominance des forces de tension de surface par rapport aux forces visqueuses et aérodynamiques permet d'approximer la forme des gouttelettes par celle d'une sphère. L'interaction air-liquide à l'interface des gouttelettes engendre des déformations de faibles amplitudes qui peuvent être négligées (Hsiang & Faeth, 1992). L'évaporation peut réduire la masse des gouttelettes d'huile de façon significative dans des cavités où l'air est à des températures très élevées (Gavirua Arcila & Kakimpa, 2019). Cependant, jusqu'à ce que davantage d'études s'intéressent à ce sujet, les transferts de masse liquide à gazeuse peuvent être négligés si les gouttelettes ne demeurent pas en recirculation dans des zones de la cavité et parcourent donc de courtes distances. On peut donc comparer le mouvement des gouttelettes à celui de particules sphériques rigides.

3.2.2 Équations de mouvement

Maxey and Riley (1983) ont développé rigoureusement les équations du mouvement pour de petites sphères rigides dans des écoulements non uniformes, transitoires, à bas Reynolds et sans transfert de masse. Ils ont obtenu l'équation 3.91 qui est divisée en quatre termes.

$$\begin{aligned}
m_p \frac{du_{p,i}}{dt} = & \underbrace{(m_p - V_p \rho)}_{\text{flottabilité}} g_i + \underbrace{V_p}_{\text{écoulement non dérangé}} \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) + \underbrace{3\pi\mu D_p}_{\text{trainée en régime continu}} \left[(u_{p,i} - u_i) + \frac{D_p^2}{24} \nabla^2 u_i \right] \\
& + \frac{1}{2} \rho V_p \frac{d}{dt} \left[(u_{p,i} - u_i) + \frac{D_p^2}{40} \nabla^2 u_i \right]
\end{aligned} \tag{3.91}$$

Où les propriétés de la particule sont référencées par le sous-indice, p .

Les perturbations locales de l'écoulement produites par le mouvement de la sphère supposent un nombre de Reynolds suffisamment faible pour dériver le terme de trainée à partir de la théorie des écoulements de Stokes. Le fluide qui est traversé par la sphère doit être accéléré de son état de repos. Ce travail additionnel est comparé à une masse virtuelle qui doit être déplacée avec le mouvement de la sphère. Ce terme et celui de flottabilité sont jugés négligeables lorsque le rapport de masse volumique entre la sphère et le fluide est inférieur à 100. L'équation 3.91 est obtenue à partir de la théorie des écoulements potentiels et néglige les effets visqueux (terme de Basset) et de portance (Saffman (1965) et effet de Magnus) sur la somme des forces affectant la sphère. Elle est donc applicable lorsque $Re \ll 1$. Cependant, la majorité des gouttelettes dans les cavités de roulement génèrent des écoulements qui ne peuvent être approximés par la théorie de Stokes. Il est donc préférable d'employer une méthode heuristique pour quantifier la trainée affectant des sphères à $Re \gg 1$. Le ratio de masse volumique entre l'huile et l'air dans une cavité varie entre 200 et 600 et fait en sorte que le déplacement d'une gouttelette est dominé par les forces de gravité et de trainée. La formulation lagrangienne de l'équation de transport de la quantité de mouvement d'une gouttelette sphérique peut se réduire à l'équation 3.92.

$$m_p \frac{du_{p,i}}{dt} = m_p g_i + m_p \frac{18\mu C_D Re_p}{\rho D_p^2} \frac{1}{24} (u_{p,i} - u_i) \tag{3.92}$$

Où le nombre de Reynolds de la gouttelette est défini à partir de la magnitude de sa vitesse relative à l'air :

$$\text{Re}_p = \frac{\rho D_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu} \quad 3.93$$

L'équation du moment angulaire de la particule n'est pas résolue, car elle servirait à quantifier la vitesse angulaire de la gouttelette, ω_p , et l'amplitude de la force de portance générée par l'effet Magnus dans la direction i_k (équation 3.94).

$$F_{Magnus,k} = C_{LR} \frac{\pi}{8} D_p^3 \rho [i_k \omega_p (u_{p,k} - u_k)] \quad 3.94$$

Cependant, l'ordre de grandeur entre cette force et les forces de trainées ($D_p^3 \rho \omega_p \ll \mu \text{Re}_p / \rho D_p^2$) fait en sorte qu'elle est négligeable sur de courtes distances. À moins d'avis contraires, dans cette thèse, le coefficient de trainée C_D d'une gouttelette lagrangienne est estimé à partir de la corrélation de Schiller and Naumann (1935) présentée à l'équation 3.95.

$$C_D = \begin{cases} 24/\text{Re}_p & \text{Re}_p \leq 1 \\ 24/\text{Re}_p (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.68}) & 1 < \text{Re}_p < 1000, \\ 0.45 & 1000 \leq \text{Re}_p < 3500 \end{cases} \quad 3.95$$

3.2.3 Équation d'énergie

La formulation lagrangienne de l'équation d'énergie d'une gouttelette traversant un écoulement continu à une température T_∞ est donnée par :

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \varepsilon \tilde{\sigma} (T_\infty^4 - T_p^4) \quad 3.96$$

Où, c_p est la chaleur spécifique de la gouttelette, h est le coefficient de convection, h_{fg} est la chaleur latente d'évaporation, $\tilde{\sigma}$ est la constante de Stefan-Boltzmann et ε est l'émissivité de la surface.

Étant donné que les phénomènes d'évaporation sont négligés, l'équation d'énergie peut être découplée de l'équation du mouvement de la gouttelette en régime lagrangien et le deuxième terme de droite de l'équation 3.96 peut être éliminé. Les échanges de chaleur par radiation sont

négligeables si la différence de température entre la gouttelette et l'environnement reste faible. L'équation d'énergie peut donc se simplifier pour devenir l'équation 3.97.

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = h A_p (T_\infty - T_p) \quad 3.97$$

Le coefficient de transfert de chaleur est obtenu par la corrélation de Ranz and Marshall (1952) :

$$\text{Nu} = \frac{h D_p}{k_\infty} = 2.0 + 0.6 \text{Re}_p^{0.5} \text{Pr}^{1/3} \quad 3.98$$

Où, k_∞ est la conductivité thermique de la phase continue et Pr est le nombre de Prandtl donné par $c_p \mu / k_\infty$.

3.2.4 Intégration en temps

Pour obtenir la position de la particule et sa nouvelle vitesse dans l'espace, son équation du mouvement doit être intégrée dans le temps. Une approche analytique et deux schémas numériques sont couramment utilisés pour cette tâche.

La position de la particule est obtenue en intégrant l'équation 3.99 pour chaque composante de vitesse :

$$\frac{dx_i}{dt} = u_{p,i} \quad 3.99$$

Où sa vitesse est obtenue par intégration de l'équation du mouvement simplifiée suivante :

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u_i - u_{p,i}) + a_i \quad 3.100$$

Où le terme a_i contient les accélérations qui ne sont pas liées à la force de traînée. Le temps de relaxation τ_p de la particule est défini par :

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu C_D \text{Re}_p} \frac{24}{24} \quad 3.101$$

Une formulation analytique peut être employée si u_i , a_i et τ_p sont considérés comme constants.

On obtient alors pour la vitesse :

$$u_{p,i}^{n+1} = u_i^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} (u_{p,i}^n - u_i^n) - a_i \tau_p \left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} - 1 \right) \quad 3.102$$

Un schéma numérique d'Euler implicite peut aussi être employé pour obtenir la vitesse selon :

$$u_{p,i}^{n+1} = \frac{u_{p,i}^n + \Delta t \left(a_i + \frac{u_i^n}{\tau_p} \right)}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad 3.103$$

Un schéma trapézoïdal explicite d'ordre deux peut être aussi employé. La vitesse de l'écoulement $u_{n,i}^*$ et celle de la particule $u_{p,i}^*$ sont moyennées dans le temps.

$$\frac{u_{p,i}^{n+1} - u_{p,i}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\tau_p} (u_i^* - u_{p,i}^*) + a_i^n \quad 3.104$$

Les moyennes $u_{p,i}^*$ et u_i^* proviennent des relations suivantes :

$$\begin{aligned} u_{p,i}^* &= \frac{1}{2} (u_{p,i}^n + u_{p,i}^{n+1}) \\ u_i^* &= \frac{1}{2} (u_i^n + u_i^{n+1}) \\ u_i^{n+1} &= u_i^n + \Delta t u_{p,i}^n \cdot \nabla u_i^n \end{aligned} \quad 3.105$$

La vitesse de la particule à la position $n+1$ est donc obtenue par la relation :

$$u_{p,i}^{n+1} = \frac{u_{p,i}^n \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\tau_p}\right) + \frac{\Delta t}{\tau_p} \left(u_i^n + \frac{1}{2} \Delta t u_{p,i}^n \cdot \nabla u_i^n\right) + \Delta t a_i^n}{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad 3.106$$

Un schéma de Runge-Kutta explicite à ordre variable décrit par Cash and Karp (1990) est employé pour les cas où les accélérations, autres que celles provoquées par les forces aérodynamiques, varient le long d'un pas d'intégration. Ce schéma utilise aussi un contrôle de l'erreur. Selon le guide du code d'ANSYS Fluent, le schéma analytique est très efficace, mais il est peu précis pour de grands pas de temps et pour les situations où les particules ne sont pas en équilibre hydrodynamiques avec l'écoulement continu. Le schéma trapézoïdal et celui de Runge-Kutta sont limités à un certain intervalle de stabilité. Dans le cas où ils ne peuvent pas être employés, le programme doit opter pour le schéma implicite. Dans ce projet de thèse, le choix de la méthode d'intégration est déterminé par Fluent selon l'erreur numérique calculée.

3.3 Intégration des gouttelettes au film liquide

L'huile servant à la lubrification des roulements est atomisée en gouttelettes qui sont dirigées vers les parois de la cavité. Les gouttelettes d'huile modélisées par la méthode Euler-Lagrange DPM PSI-CELL doivent être converties en film d'huile lorsqu'elles approchent les parois. Il s'agit du passage de la zone 2 à la zone 1 selon la Figure 3.1. Il est donc nécessaire de développer un mécanisme numérique pour permettre la transition des paquets lagrangiens DPM en huile de description eulérienne.

3.3.1 La méthode DPM-VoF / CLSVoF

Dans cette section, on fait référence à ce modèle ou mécanisme numérique par l'appellation DPM-VoF, car le modèle DPM est employé pour la formulation lagrangienne et le modèle VoF est employé pour la formulation eulérienne de l'huile. Il faut mentionner que le modèle CLSVoF fonctionne tout aussi bien avec le mécanisme, car la fonction Level-Set d'advection est initialisée à partir du champ de fraction de volume VoF et ne nécessite donc aucune attention particulière dans le mécanisme de transition. Le modèle DPM-VoF a été développé au cours de cette thèse avec l'aide d'un développeur d'ANSYS en imbriquant de nouvelles fonctions (UDF) au code source de Fluent.

Le code décrivant le processus de transition du modèle DPM-VoF n'est pas fourni dans cette thèse pour des raisons de propriétés intellectuelles issues de l'entente entre les partenaires Pratt & Whitney Canada et ANSYS. United Technologies Corporation (UTC), la maison mère de P&WC, conserve l'exclusivité du code jusqu'à son intégration dans une version future d'ANSYS Fluent. Toutes les informations présentées ci-dessous sont suffisantes à la compréhension du processus de transition sans divulguer aucune information classifiée.

3.3.2 Mécanisme numérique

Le code utilisé nécessite 21 fonctions (UDF), 32 espaces de mémoire supplémentaires (UDM) par cellule de calcul et 7 espaces de mémoire supplémentaires par paquet lagrangien (UDPM). On fait référence à ces places en mémoires par l'abréviation UDM-##. Les gouttelettes en régime

lagrangien sont transportées sous forme de paquets DPM. La version présentée dans ce texte est celle qui a été étudiée pendant l'année 2018 sur les plateformes 19.0 et 19.1 d'ANSYS Fluent.

3.3.2.1 Critères de transition

Trois critères de transition doivent être satisfaits pour permettre la transition du modèle DPM à VoF; la distance, la combinaison direction et ratio de vitesse et la taille locale des cellules de maillage.

3.3.2.2 La distance

Avant de débiter la simulation, les parois qui seront en contact avec le film d'huile sont sélectionnées et on définit une zone en bordure de ces parois où on permettra la transition. Cette présélection est effectuée en marquant d'un « 1 » les cellules où la transition est permise et d'un « -1 » celles où on ne veut pas de transition. Si une zone à proximité d'une paroi n'est pas activée pour permettre une transition, le paquet DPM rebondira sur la paroi avec une conservation totale de ses propriétés (la masse, quantité de mouvement et énergie). Par exemple, pour la cavité présentée à la Figure 3.13, la section de coupe (Figure 3.14) présente les zones où la transition est permise.

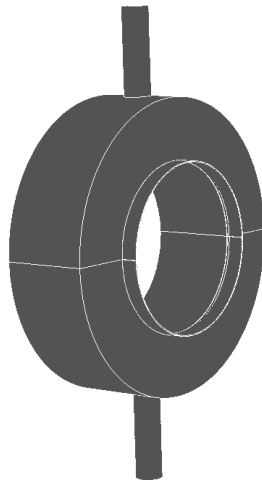


Figure 3.13 Cavité simplifiée KIT

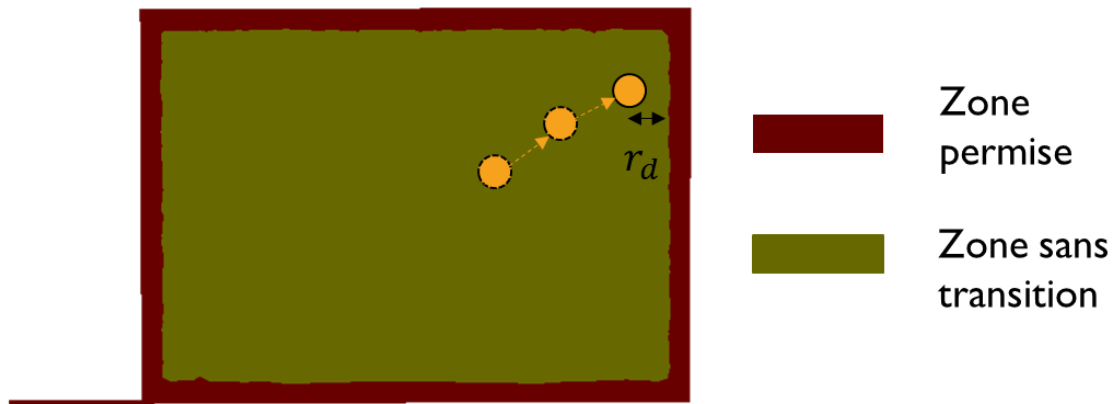


Figure 3.14 Vue de coupe d'une section de la cavité simplifiée KIT montrant en rouge les zones où la transition est permise

L'accumulation de liquide dans des cellules où la transition n'est pas permise entraîne directement un marquage de ces cellules 1. Ainsi, si le film d'huile s'épaissit par endroit, la zone de transition peut s'adapter. On évite donc le contact entre une gouttelette DPM et une cellule remplie de liquide.

Quand l'algorithme de transition est exécuté, chaque paquet DPM représentant les gouttelettes est visité et on effectue une estimation du nombre de pas de temps nécessaires avant que la gouttelette atteigne la zone de transition. Pour ce faire, on détermine un rayon de dilatation autour de la gouttelette par le pas de temps, Δt , la vitesse du paquet, $|\mathbf{u}_p|$, le rayon du paquet, r_p , et un facteur de dilatation variable, d_{dil} , (équation 3.107).

$$r_d = r_p + d_{dil}\Delta t|\mathbf{u}_p| \quad 3.107$$

L'algorithme cherche au sein du rayon r_d la présence de cellules associées à une zone de transition (voir Figure 3.15)

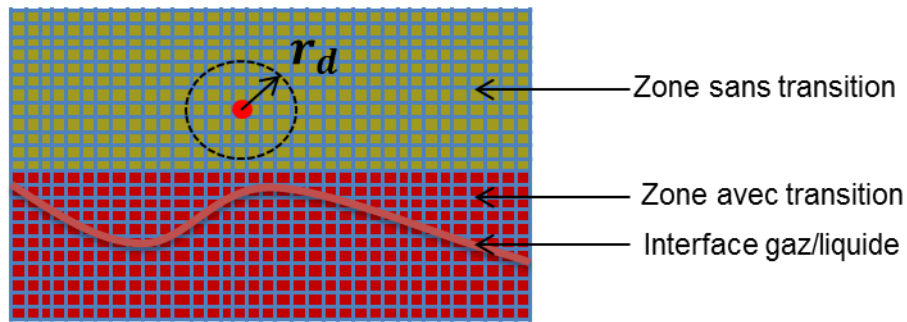


Figure 3.15 Illustration du critère de transition selon la distance à partir d'un paquet approchant une zone de transition

Si une cellule de transition se trouve dans le rayon de dilatation r_d , l'algorithme de transition passe au critère suivant. Augmenter la taille du rayon de transition permet à la gouttelette d'être convertie à une plus grande distance de la zone de transition. La résolution de l'impact de la gouttelette après est affectée par le critère de distance comme il est discuté plus loin à la section 4.2.4. L'augmentation du rayon de dilatation fait en sorte que davantage de gouttelettes satisferont le critère de transition et la proportion de la quantité totale de liquide dans la cavité de roulement en représentation lagrangienne sera moins importante. On perd alors une partie de l'avantage d'employer une formulation lagrangienne et on augmente le temps de calcul nécessaire pour effectuer la simulation. Le rayon de dilatation est donc à minimiser.

3.3.2.3 La direction et le ratio de vitesse

Le critère de direction et de ratio de vitesse est seulement vérifié si l'interface se trouve dans le rayon de dilatation du paquet DPM. Ce critère empêche qu'un paquet DPM ne soit signalé pour transition s'il se déplace dans une direction qui l'éloigne de l'interface (Figure 3.16).

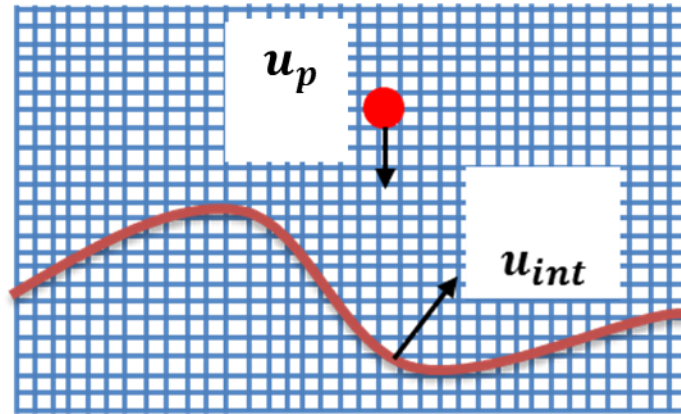


Figure 3.16 Transition basée sur la direction de l'interface et la direction de la particule

On évalue ce critère en vérifiant l'angle entre le vecteur de vitesse du paquet DPM, \mathbf{u}_p , et le vecteur vitesse de l'interface, \mathbf{u}_{int} . Le point de l'interface, \mathbf{x}_{int} , le plus proche du paquet DPM situé à la position, \mathbf{x}_p , est déterminé par une fonction de reconstruction de la distance, ϕ_{RDF} , dont l'implémentation est exprimée par Liovic and Lakehal (2007). Dans Fluent, la distance de l'interface, ϕ_{RDF} , est calculée en reconstruisant les gradients de la fonction VoF avant d'appeler le mécanisme de transition DPM-VoF. La position, \mathbf{x}_{int} , à l'interface est exprimée par l'équation 3.108. Le vecteur vitesse, \mathbf{u}_{int} , à cette position est obtenue à partir d'une interpolation entre les cellules adjacentes à l'interface. Elle nécessite le calcul de la normale à l'interface, \mathbf{n}_{VoF} (équation 3.109).

$$\mathbf{x}_{int} = \mathbf{x}_p - |\phi_{RDF}| \mathbf{n}_{VoF} \quad 3.108$$

La transition a lieu si l'angle entre les vecteurs est entre 180 et 360 degrés (Figure 3.17) :

$$\theta = \cos^{-1} \frac{\mathbf{u}_{int} \cdot \mathbf{u}_p}{|\mathbf{u}_p| |\mathbf{u}_{int}|} \quad 3.109$$

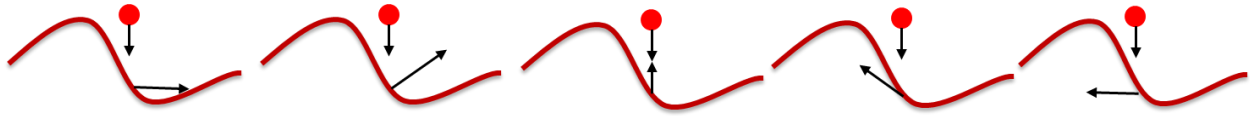


Figure 3.17 Exemples de configuration de vecteurs vitesse pour lesquels une transition aura lieu selon l'angle entre les vecteurs vitesse

Si le critère de la direction n'est pas respecté, une transition peut quand même avoir lieu si le paquet DPM se déplace plus rapidement que l'interface ou si l'interface se déplace plus rapidement que le paquet DPM. Pour se faire, le vecteur vitesse de la particule est projeté sur le vecteur vitesse de l'interface.

$$\mathbf{u}_{p,tr} = |\mathbf{u}_p| \cos \theta \frac{\mathbf{u}_{int}}{|\mathbf{u}_{int}|} \quad 3.110$$

On compare ensuite la norme du vecteur transposé à celle du vecteur de vitesse de l'interface. Si le ratio entre les normes est supérieur à un facteur d_{up} ou inférieur à $1/d_{up}$, le paquet DPM est admissible à la transition, car il risque de rattraper l'interface prochainement.

$$|\mathbf{u}_{p,tr}| > d_{up} |\mathbf{u}_{int}| \quad 3.111$$

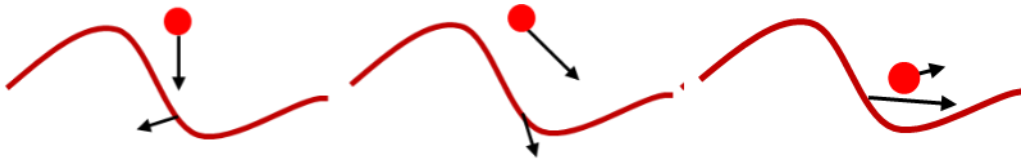


Figure 3.18 Exemples de configuration de vecteurs de vitesse pour lesquels une transition aura lieu même si le critère d'angle n'est pas respecté

3.3.2.4 La taille des cellules adjacentes

Même si les critères précédents sont respectés, une transition n'a pas lieu si le volume du paquet est inférieur au volume de la cellule adjacente multiplié par un certain facteur, d_{vol} . Ce critère détermine le niveau de précision de la reconstruction du paquet lagrangien par une sphère de modélisation eulérienne. Selon la valeur d_{vol} , une transition peut avoir lieu même si le volume du paquet, Vol_p , est inférieur au volume de la cellule, Vol_{cell} , dans lequel il se situe. Dans une telle

situation, un remplissage de la cellule est effectué proportionnellement au volume du paquet lagrangien.

$$V_p > V_{cell} d_{vol} \quad 3.112$$

$$\text{Où } V_p = r_p^3 \pi \frac{4}{3}$$

Il est important de mentionner que ce critère dépend de la nature des cellules employées pour la discrétisation spatiale du maillage. Les cellules polyédriques et hexaédriques ont un volume supérieur aux cellules tétraédriques pour le même espacement entre nœuds. La valeur de d_{vol} doit être ajustée selon le type de maillage.

Pour augmenter la résolution de l'impact de la gouttelette, il est possible d'activer le raffinement local du maillage au point de transition (Figure 3.19). Cependant, cette étape peut être numériquement coûteuse si de nombreux paquets sont sélectionnés pour transition. L'effet du raffinement local à la zone de transition n'a pas été étudié dans ce projet de recherche, mais a été implémenté dans le code du mécanisme DPM-VoF.

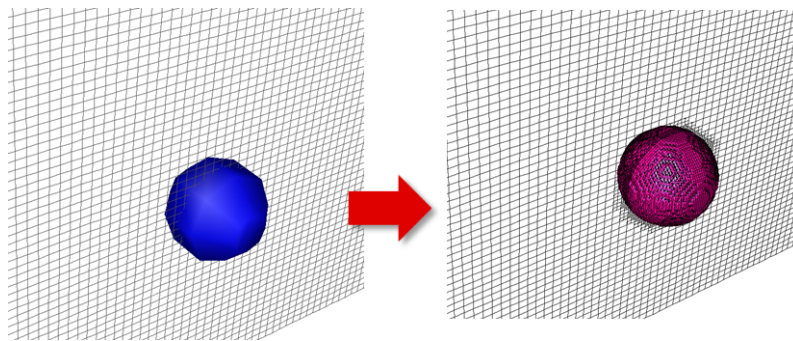


Figure 3.19 Transition effectuée avec un raffinement de maillage local

3.3.3 Algorithme de transition DPM-VoF

L'algorithme de transition est effectué à une fréquence sélectionnée par l'utilisateur. Le nombre de pas de temps entre chaque exécution de l'algorithme doit être inférieur à d_{dil} pour s'assurer qu'aucun paquet DPM ne rentre en contact avec la phase liquide lagrangienne. Pour $d_{dil} = 10$, l'algorithme est effectué à tous les 5 pas de temps donnant deux opportunités à un paquet DPM à

proximité de l'interface d'être sélectionné pour transition. Les étapes de fonctionnement de l'algorithme sont résumées à la Figure 3.20.

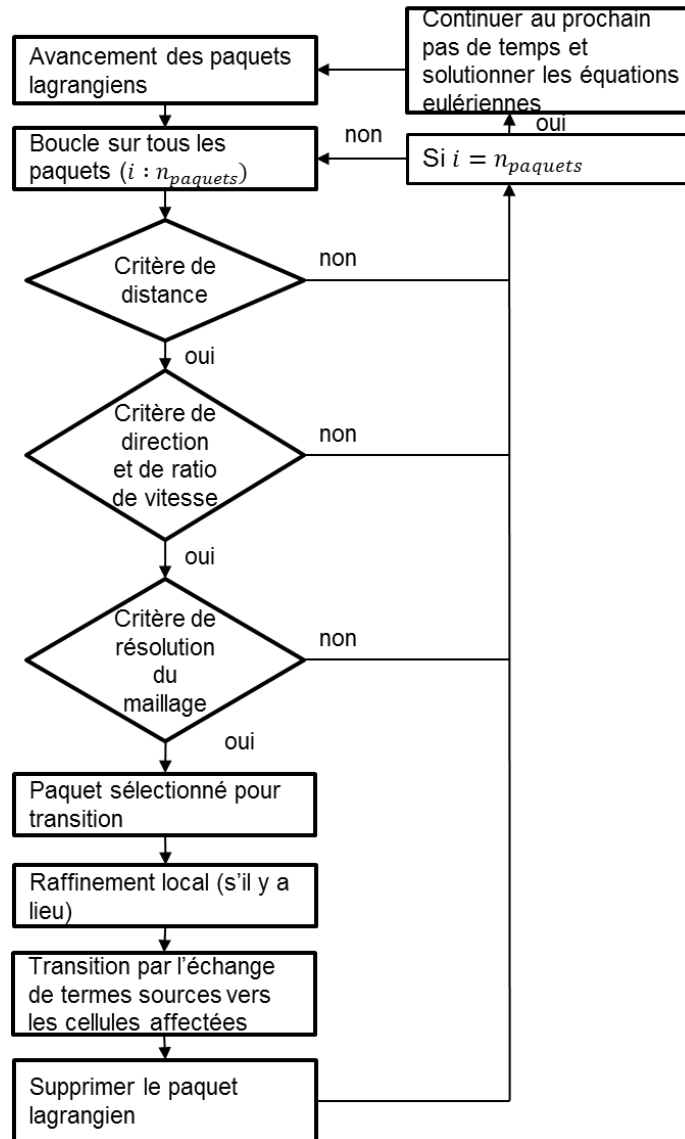


Figure 3.20 Résumé des étapes de transition et de l'algorithme DPM-VoF

3.3.4 Transfert des termes sources et transition

La transition a lieu à la fin du pas de temps en cours si les critères de transition énumérés précédemment sont satisfaits. Des termes sources, S_M , S_e , sont ajoutés aux équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les termes sources sont dérivés à partir

d'un bilan de la quantité de mouvement et de l'énergie entre les cellules affectées par le changement de modélisation de la particule lagrangienne.

Deux situations peuvent avoir lieu. Le paquet DPM est de taille inférieure à la cellule où la transition a lieu et celle-ci ne contient que du gaz (Figure 3.21 cas a). Alors, le transfert de masse a lieu en modifiant la fraction de volume de liquide F_l de la cellule proportionnellement au volume du paquet DPM défini par (m_p/ρ_l) . Le transfert de quantité de mouvement est effectué au sein d'un pas de temps et doit considérer le retrait de la fraction de gaz de la cellule qui est remplie de liquide. Si on reprend le dernier terme de droite de l'équation 3.13, nous avons :

Pour $i = x, y, z$:

$$\int_t^{t+\Delta t} \iiint S_{M,i} dV dt = m_p u_{pi} - \frac{m_p}{\rho_l} \rho_g u_{cell,i}$$

$$S_{M,i} = \frac{m_p u_{pi}}{V_{cell} \Delta t} - \frac{m_p \rho_g u_{cell,i}}{\rho_l V_{cell} \Delta t} \quad 3.113$$

Où m_p est la masse du paquet, u_{pi} , la composante, i , de vitesse du paquet et $u_{cell,i}$, la composante, i , de vitesse de la phase eulérienne à la cellule où le transfert a lieu.

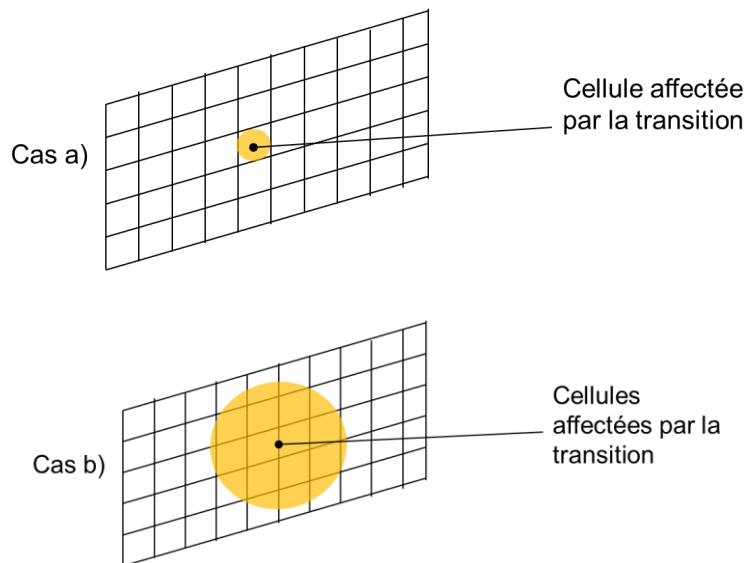


Figure 3.21 Différentes situations affectant la formulation des termes sources.

Dans le cas où le paquet est de taille supérieure à la résolution du maillage local, le transfert de masse se fait en bouclant sur les cellules à proximité du paquet (Figure 3.21 cas b). Les cellules sont remplies selon l'espace disponible dans celles-ci correspondant à $(1 - F_l)$, car certaines pourraient déjà contenir du liquide. On définit la masse, m_{cell} , pouvant être transféré à chaque cellule :

$$m_{cell} = V_{cell}\rho_l(1 - F_l) \quad 3.114$$

La boucle se termine lorsque le transfert complet de la masse du paquet a été effectué. En procédant ainsi, on s'assure d'un transfert complet de la masse de la particule et de sa quantité de mouvement avant de reconstruire la forme sphérique du paquet. La formulation du terme source est le même que pour l'équation 3.113 en remplaçant m_p par m_{cell} dans le dernier terme de droite. Ainsi, nous avons :

Pour $i = x, y, z$:

$$S_{M,i} = \frac{m_p u_{p_i}}{V_{cell}\Delta t} - \frac{m_{cell}\rho_g u_{cell,i}}{\rho_l V_{cell}\Delta t} \quad 3.115$$

Le transfert d'énergie est effectué similairement au transfert de masse en supposant un mélange adiabatique entre le matériel du paquet DPM et le fluide dans lequel le transfert est effectué. Le terme source ajouté à l'équation d'énergie est alors :

$$S_e = \frac{c_{p_l} m_{cell} (T_{cell} - T_p)}{V_{cell}\Delta t} \quad 3.116$$

Où :

$$T_{cell} = \frac{m_f T_f + m_{cell} T_p}{m_f + m_{cell}}$$

$$m_f = V_{cell}\rho_g(1 - F_l) + V_{cell}\rho_l F_l$$

Où T_{cell} est la température de la cellule, T_p celle du paquet, c_{p_l} , la chaleur spécifique à pression constante du liquide.

3.3.5 Correction de la pression au sein de la gouttelette

Lorsque la transition est effectuée, le paquet DPM est transformé en une sphère liquide dont la pression interne n'est pas équivalente à la pression externe étant donné les forces de tension de surface. La pression dans la nouvelle structure liquide est donc initialisée comme étant la pression extérieure additionnée de la contribution des forces de tension de surface :

$$P_{in} = P_{ext} + \frac{4\sigma}{D_p} \quad 3.117$$

3.3.7 Calcul de la perte de masse d'air

Une masse équivalente d'air au volume du paquet DPM est retirée lorsqu'un paquet est converti en une structure liquide de modélisation eulérienne. Le retrait d'une masse d'air est nécessaire pour éviter une augmentation artificielle de la pression dans le domaine en réduisant le volume pouvant être occupé par la même masse d'air à chaque transition. Ce retrait est une conséquence de la modélisation par une phase lagrangienne des gouttelettes. La modélisation lagrangienne suppose que le volume des gouttelettes est largement inférieur au volume total de l'air dans la simulation. Lorsque la transition d'une modélisation lagrangienne à eulérienne est effectuée, le volume des gouttelettes est ajouté à la phase eulérienne et donc une masse de liquide est ajoutée et un volume d'air équivalent doit être retiré pour que la somme des fractions de volume soit de 1 dans chaque cellule. Dans une simulation où des centaines de milliers de transitions ont lieu, le retrait de masse d'air peut devenir considérable si le ratio entre la densité de liquide et d'air est faible.

On peut comparer le débit massique d'air entrant, $\dot{m}_{\text{air}_{Entrant}}$, dans la zone de contrôle à la masse d'air retiré par les transitions en fonction du temps, $\dot{m}_{\text{air}_{DPM-VoF}}$, pour évaluer si la perte de masse d'air liée à la transition DPM-VoF aura un effet non négligeable sur la solution.

$$\xi_{DPM-VoF} = \dot{m}_{\text{air}_{DPM-VoF}} / \dot{m}_{\text{air}_{Entrant}} \quad 3.118$$

La valeur de $\dot{m}_{\text{air}_{DPM-VoF}}$ est obtenue à partir du débit volumique équivalent aux paquets DPM qui subissent le mécanisme de transition, $\dot{V}_{\text{liquide-DPM}}$.

$$\dot{m}_{\text{air}_{DPM-VoF}} = \rho_{\text{air}} \dot{V}_{\text{liquide-DPM}} \quad 3.119$$

$$\dot{V}_{\text{liquide-DPM}} = \dot{m}_{\text{liquide-DPM}} / \rho_{\text{liquide}}$$

Avec $\dot{m}_{\text{liquide-DPM}}$, le débit massique des injections de liquide sous forme de paquets DPM.

Après avoir combiné les équations 3.118 et 3.119, il est nécessaire que la contrainte présentée à l'équation 3.120 soit respectée pour que l'erreur soit inférieure à 1%.

$$\frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{liquide}}} \frac{\dot{m}_{\text{liquide-DPM}}}{\dot{m}_{\text{air Entrant}}} < 0.01 \quad 3.120$$

3.3.8 Limitations

Les gouttelettes qui sont transférées du milieu lagrangien au domaine eulérien se voient transférer seulement les propriétés globales du paquet DPM. En d'autres mots, les effets de recirculation au sein de la gouttelette et la modélisation de la turbulence au sein de celle-ci sont négligés. De plus, le champ de vitesse de la phase gazeuse n'est pas reconstruit autour de la gouttelette. Ce qui fait en sorte que la gouttelette peut subir une accélération après son changement de modélisation jusqu'à ce que le profil de vitesse du gaz se rétablisse. Par exemple, une gouttelette qui tombe d'une hauteur de 1 mètre, mais qui subit un changement de modélisation lagrangienne à eulérienne à 1 cm du point d'impact verra sa traînée changer subitement au moment de sa transition. En effet, alors que sa traînée était calculée par une formulation empirique imbriquée dans le calcul explicite de sa trajectoire, elle devient l'intégrale des forces de pression et de cisaillement appliquées sur celle-ci par l'air. Cependant, au moment de la transition le profil de vitesse de l'air à proximité de la gouttelette est en train de se développer et n'engendre pas la force de traînée qui devrait être appliquée sur la gouttelette à ce moment.

Pour démontrer plus précisément cet effet, sur une grille rectangulaire uniforme 100x100x100, une gouttelette sphérique de 4.2mm est déplacée sur une distance de 25 cellules équivalente à un diamètre de la gouttelette avec une vitesse de 3.7m/s. Dans une simulation, la gouttelette est solutionnée uniquement par une méthode VoF et dans une autre simulation, la méthode DPM-VoF est employée où la gouttelette est convertie après avoir franchi la même distance. Les vecteurs de vitesse relative à la fin du pas de temps après la transition sont présentés à la Figure 3.22.

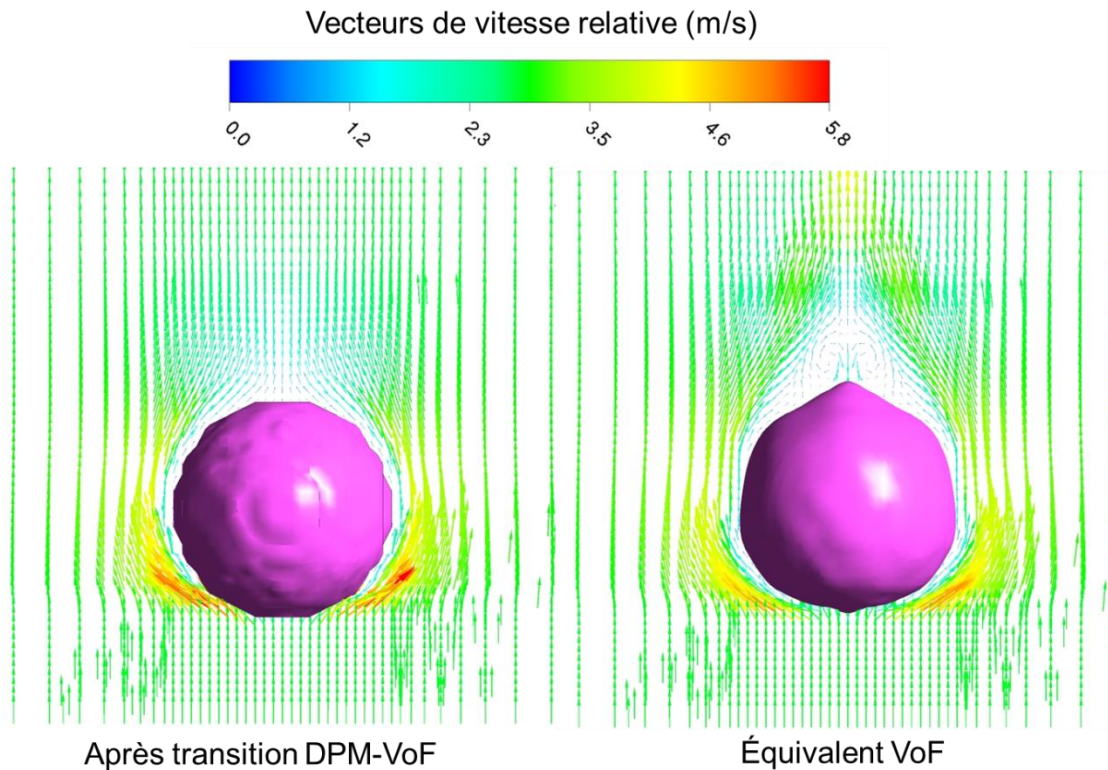


Figure 3.22 Comparaison des vecteurs de vitesse entre une simulation seulement VoF et une simulation DPM-VoF

À partir de la Figure 3.22, on remarque que la forme de la gouttelette dans la simulation employant seulement la méthode VoF a été déformée partiellement par les forces aérodynamiques. On peut voir un détachement de l'écoulement à l'arrière de la gouttelette de la simulation de droite et une zone de recirculation. Cette zone de recirculation et de détachement n'apparaît pas encore sur la simulation DPM-VoF. Directement après la transition, la traînée de la gouttelette est donc moindre que celle qui était calculée à partir de la modélisation lagrangienne; la gouttelette subit alors une accélération soudaine.

3.3.9 Vérification

3.3.9.1 Transition DPM-VoF d'une goutte

La vérification de la conservation de la masse liquide, de la quantité de mouvement et de l'énergie est effectuée pour la transition d'une goutte sphérique dans un volume d'air. Un cube de 1 x 1 x 1

u^3 , où u est une unité de longueur sans dimension, est discrétisé spatialement en différents maillages de cellules de taille uniforme. Un paquet DPM représentant une goutte d'eau de diamètre $0.9u$ est initialisé au centre du domaine (Figure 3.23).

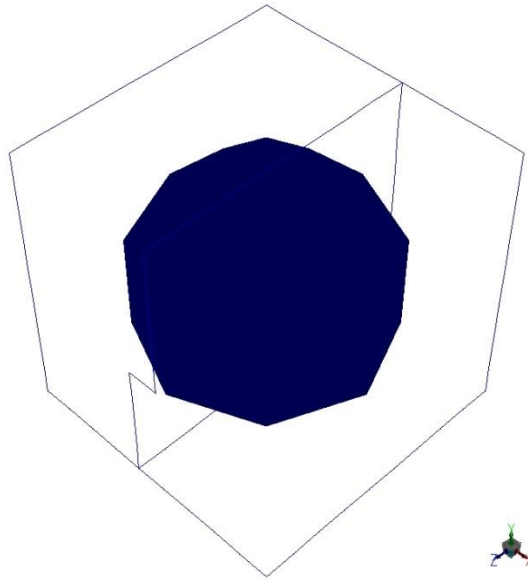

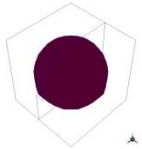
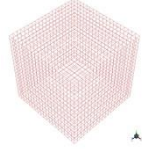
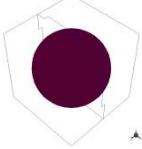

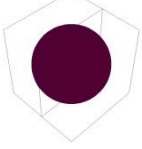

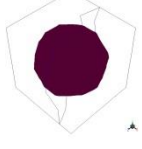
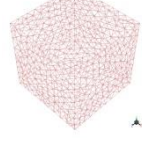





Figure 3.23 Cas de test pour la vérification de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de la méthode DPM-VoF

Un schéma de reconstruction géométrique explicite est employé pour reconstruire l'interface par la méthode VoF. La gravité n'est pas appliquée et une vitesse initiale de $-1u/s$ dans la direction z est accordée au paquet DPM. L'ensemble du domaine est marqué comme étant une zone de transition. L'algorithme DPM-VoF est activé après 5 pas de temps de $1e-05s$. Trois maillages hexaédriques et trois maillages tétraédriques sont testés pour évaluer la perte d'information lors de la transition.

Tableau 3.3 Maillages employés pour tester la méthode DPM-VOF

Maillage	Aperçu	Espace entre-nœuds (u)	Nombre de noeuds	Nombre de cellules	Aperçu après transition
H1		0.1	1000 (10x10x10)	729	
H2		0.05	8000 (20x20x20)	6859	
H4		0.025	64000 (40x40x40)	59319	
T1		0.2	336	1487	
T2		0.1	2993	15625	
T4		0.05	19777	110710	

Les déviations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie sont comparées avant et après la transition. Les résultats sont présentés au Tableau 3.4.

Tableau 3.4 Déviation relative de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie après la transition DPM-VoF

Maillage	Masse	Quantité de mouvement	Enthalpie
H1	1.23%	19.53%	11.62%
H2	0.17%	7.42%	4.35%
H4	0.10%	3.56%	1.98%
T1	1.07%	14.66%	7.58%
T2	0.06%	6.13%	3.45%
T4	0.11%	3.52%	1.92%

À partir des déviations, on peut calculer l'ordre de convergence spatiale de la méthode DPM-VoF pour les différentes quantités de conservation sur les maillages hexaédriques. On obtient un ordre de 4.00 pour la masse, un ordre 1.64 pour la quantité de mouvement et un ordre 1.62 pour l'enthalpie. Une extrapolation de Richardson permet de déterminer que même sur un maillage infiniment raffiné, il y aurait une déviation de 0.096% sur la masse, de 1.752% sur la quantité de mouvement et de 0.830% sur l'enthalpie après transition. La Figure 3.24 présente la diminution asymptotique des déviations avec une diminution de l'espace entre les nœuds des maillages. On remarque que les maillages tétraédriques présentent une précision similaire pour un nombre beaucoup plus faible de nœuds. Ceci est intéressant à soulever, car les maillages non structurés tétraédriques sont généralement employés dans l'industrie pour les zones complexes du système d'huile des moteurs d'avion.

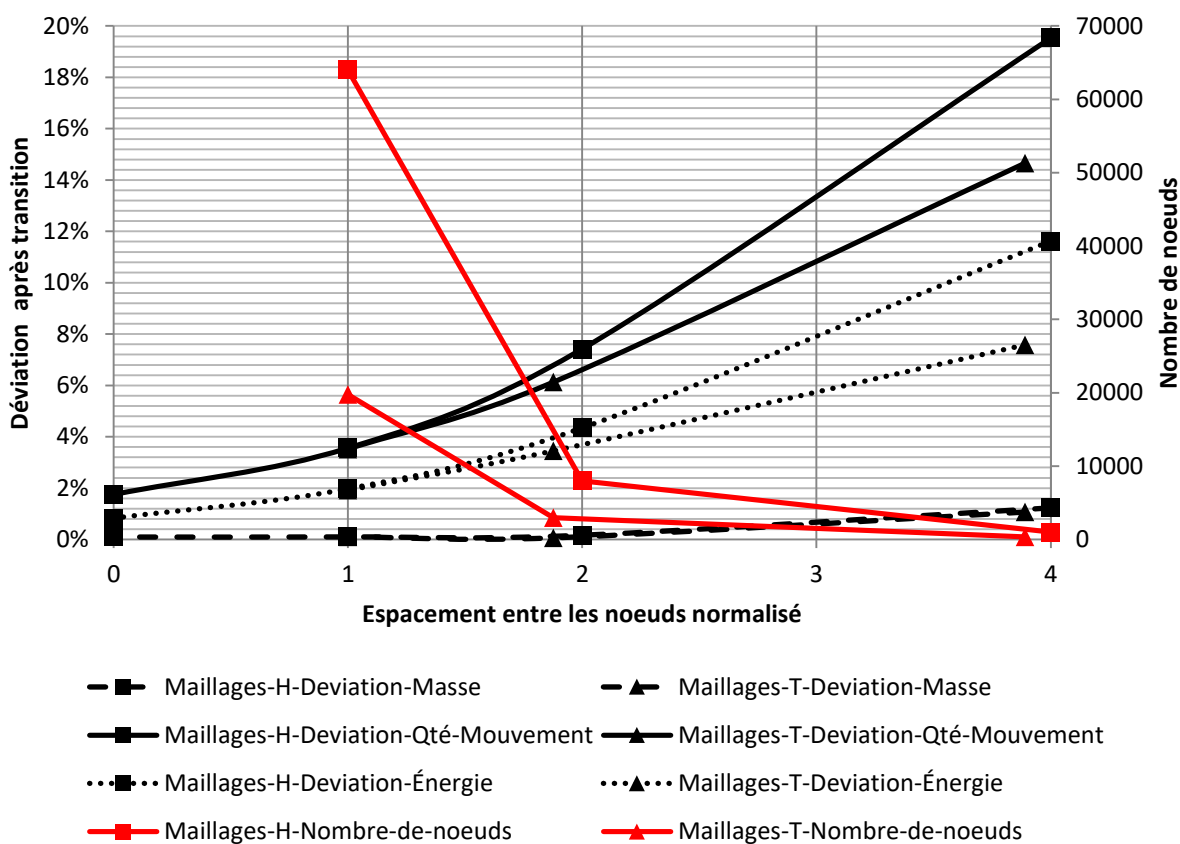


Figure 3.24 Déviation de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie de la méthode DPM-VOF sur différents maillages

La déviation de la conservation de la masse est de l'ordre 1% avec seulement environ 10 cellules employées pour la transition. Cependant, la déviation de la quantité de mouvement est de près de 20%. Il est nécessaire d'employer près de 40 cellules pour réduire cette déviation à moins de 5%.

3.3.9.2 Transitions multiples de gouttelettes

Dans certaines applications, l'intérêt de la simulation ne se situe pas dans la résolution de la goutte au point d'impact, mais plutôt dans le comportement du film liquide. C'est le cas des cavités de roulement où des centaines de milliers de transitions auront lieu et le raffinement de maillage ne pourra capturer les fins détails de chaque transition. Dans de telles situations, la taille du paquet subissant la transition est du même ordre de grandeur que les cellules du maillage au point d'impact ($d_{vol} \approx 1$). La perte de masse par rapport à la masse totale injectée peut devenir importante et s'amplifie par la présence de liquide à proximité du point d'impact. Pour estimer cette perte, le

maillage structuré H2 de la partie 3.3.9.1 est repris. Un train de gouttelettes de $1.8u$ de diamètre est injecté dans le volume de contrôle (Figure 3.25 a). Les gouttelettes ont une vitesse initiale de $-10 u/s$ avec une masse volumique de $998.8 kg/u^3$ et sont injectées à un intervalle de $0.01s$. La Figure 3.25 b présente l'accumulation de liquide après une seconde de simulation à partir d'une isosurface de la fraction de volume de liquide $F = 0.15$.

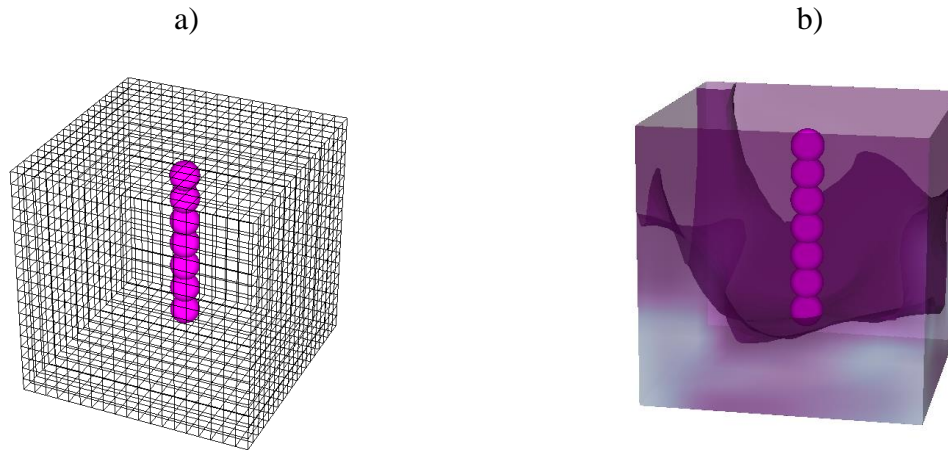


Figure 3.25 Train de gouttelettes (DPM et isosurfaces en magenta de $F = 0.15$)

Le confinement de cette simulation fait en sorte que les gouttelettes sont converties au même point dans le volume de contrôle. La masse doit être distribuée dans les cellules à proximité si la cellule au point de transition est déjà partiellement remplie de liquide. Cette distribution de masse entre les cellules voisines entraîne une perte de masse qui croît de façon non linéaire en fonction du nombre de transitions (Figure 3.26). On peut estimer une perte de 0.9% de masse par 100 transitions pour les conditions initiales employées dans un tel volume de contrôle.

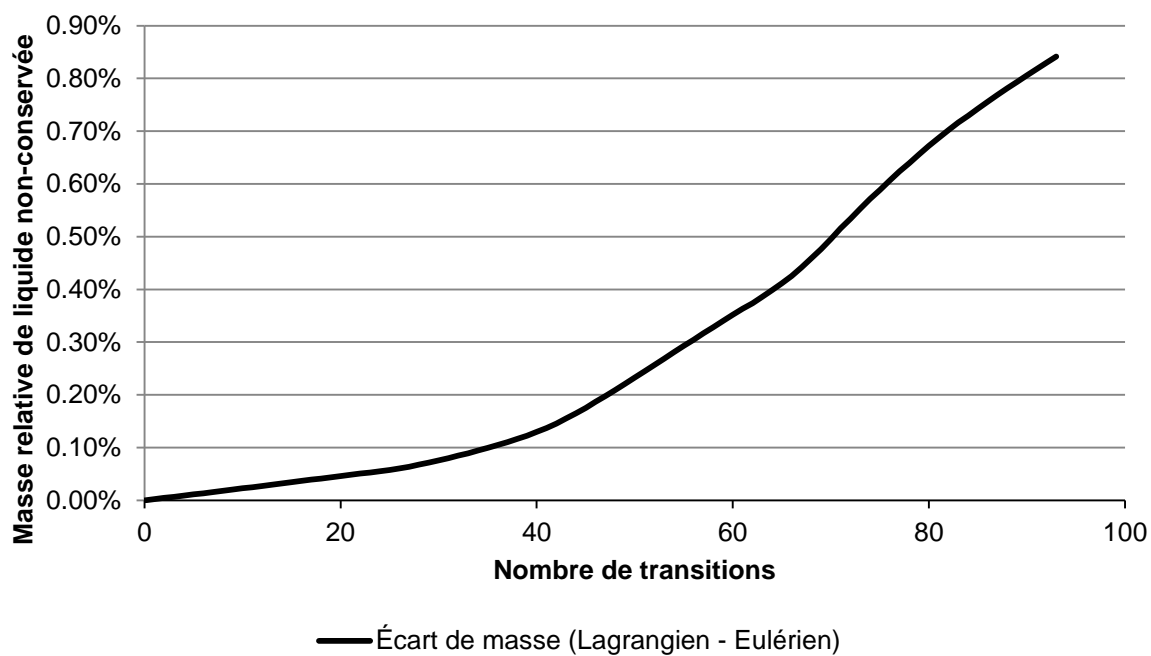


Figure 3.26 Masse relative de liquide non conservée à travers les transitions DPM-VoF

La perte de masse peut donc devenir non-négligeable pour certaines applications où des transitions répétées ont lieu au même point d'impact dans un espace restreint. Il est donc important de vérifier que l'épaisseur du bassin liquide n'interfère pas avec le point de transition. L'étendue des applications pouvant bénéficier du modèle DPM-VoF est encore à définir.

3.4 Modéliser le détachement des gouttelettes du film liquide

Le détachement d'huile du film en paroi, modélisé par la méthode VoF, génère des gouttelettes qui sont numériquement coûteuses à simuler avec une description eulérienne. Il est préférable de les modéliser par une formulation lagrangienne à partir de la méthode Euler-Lagrange DPM PSI-CELL. Il est donc nécessaire d'employer un mécanisme numérique pour permettre la transition d'une modélisation eulérienne à lagrangienne. Il s'agit du passage de la zone 1 à la zone 2 selon la Figure 3.1.

3.4.1 La méthode VoF / CLSVoF-DPM

Dans cette section, on fait référence à ce modèle ou mécanisme numérique par l'appellation VoF-DPM, car le modèle DPM est employé pour la description lagrangienne et le modèle VoF est employé pour la description eulérienne de l'huile. Comme pour le modèle DPM-CLSVoF, la méthode CLSVoF fonctionne tout aussi bien avec le mécanisme décrit dans cette section, car la fonction Level-Set d'advection est initialisée à partir du champ de fraction de volume VoF et ne nécessite donc aucune attention particulière dans le mécanisme de transition. Le mécanisme VoF-DPM implémenté dans Ansys Fluent s'inspire des travaux de Zuzio, Estivalèzes, and DiPierro (2016) et Herrmann (2010). Il s'agit d'une approche numérique qui a déjà été employée pour étudier l'atomisation des jets (Sekar, Rao, Pillutla, Danis, & Hsieh, 2014). La méthode VoF-DPM est disponible à travers le code ANSYS Fluent depuis la version 19.0.

3.4.2 Mécanisme numérique

Lorsque l'algorithme de transition VoF-DPM est enclenché, une boucle sur les cellules de calcul qui contiennent du liquide est entamée. Elle regroupe les cellules voisines qui sont remplies de liquide et numérote ces structures liquides individuellement (Figure 3.27). Chaque structure est numérotée et associée à un tableau qui garde en mémoire les cellules de calcul qui la composent. Trois critères de transition sont évalués avant de permettre la transition d'une structure du modèle VoF au modèle DPM.

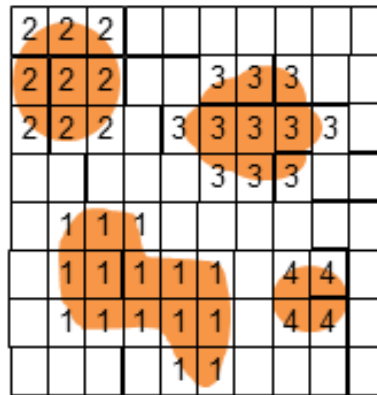


Figure 3.27 Numérotation des structures liquides

3.4.2.1 Critères de transition

3.4.2.2 Taille de structure liquide

Au fur et à mesure que les structures liquides sont formées par les boucles de l'algorithme, leurs tailles sont calculées. Les structures qui excèdent une certaine taille sont directement retirées du tableau de transition. La taille maximale d'une structure pouvant être convertie dépend du rapport entre les forces de tension de surface, les forces aérodynamiques et les forces visqueuses qui affectent une structure liquide. La structure liquide ne devrait pas être modélisée par une description lagrangienne si elle peut encore subir des déformations importantes ou une rupture. Hsiang and Faeth (1992) ont déterminé que les gouttelettes en mouvement ayant un nombre de Ohnesorge inférieur à 10^{-1} ne se fragmenteront pas si leur nombre de We_g est inférieur ou égal à 10. Dans de telles conditions, les forces de tension de surface sont du même ordre de grandeur que les forces aérodynamiques et la forme de la structure liquide s'approche de celle d'une sphère. Il est donc possible d'estimer la taille maximale, D_{max} , d'une structure liquide pouvant être convertie en une modélisation lagrangienne selon l'ordre de grandeur des vitesses relatives entre les structures liquides et la phase gazeuse. Le volume, V_p , la vitesse, \mathbf{u}_p , le centre de masse, \mathbf{x}_p , et la température T_p d'une structure liquide sont obtenus en faisant une moyenne volumique des cellules constituant la structure liquide.

$$V_p = \sum_{cell}^{\Omega_p} V_{cell} F_l \quad 3.121$$

$$x_{p,i} = \frac{1}{V_p} \sum_{cell}^{\Omega_p} x_{cell,i} V_{cell} F_l \quad 3.122$$

$$u_{p,i} = \frac{1}{V_p} \sum_{cell}^{\Omega_p} u_{cell,i} V_{cell} F_l \quad 3.123$$

$$T_p = \frac{1}{V_p} \sum_{cell}^{\Omega_p} T_{cell} V_{cell} F_l \quad 3.124$$

Où Ω_d est l'ensemble des cellules faisant partie de la structure liquide, d .

Il est à noter que pour des structures liquides qui n'ont pas une masse volumique uniforme, une moyenne massique devrait être employée. Cependant, la formulation originale employant le volume des cellules a été conservée dans ce projet étant donné que les gradients de température dans les gouttelettes d'huile des cavités de roulement sont faibles et ne justifieraient pas une révision du code. Sans l'emploi d'un modèle de déformation et de rupture pour la gouttelette en formulation lagrangienne, le diamètre D_{max} est donc obtenu par l'équation 3.125.

$$D_{max} = 10 \frac{\sigma}{\rho_l (u_g - u_{p,i})^2} \quad 3.125$$

Où u_g est spécifié comme la vitesse de l'air moyen localement.

Les structures, dont le diamètre équivalent, D_p , défini par l'équation 3.126, est inférieur ou égal au diamètre D_{max} pourront être converties en paquets lagrangiens.

$$D_p = \left(\frac{6}{\pi} V_p \right)^{1/3} \quad 3.126$$

3.4.2.3 L'Asphéricité

Une structure liquide dont la forme ne peut être approximée par une sphère ne sera pas convertie en paquet lagrangien. La formulation lagrangienne emploie une équation de trainée (équation 3.95) qui est appropriée seulement si la structure liquide est sphérique. Pour que l'approximation soit acceptée, il faut que la structure respecte un critère d'asphéricité. Pour calculer le critère d'asphéricité, on évalue la distance entre le centre de masse et chacune des cellules composant le périmètre de la structure liquide. La moyenne quadratique de ces distances normalisées par rapport au rayon de la sphère équivalente à la structure liquide, équation 3.127, sert ensuite d'indicateur du niveau d'asphéricité, e_p , de la cellule. Une sphère a donc une asphéricité nulle selon ce calcul.

$$e_p = \sqrt{\frac{1}{n_{\Omega_p}} \sum_{cell \in \Omega_p} \left[\frac{(\mathbf{x}_{cell} - \mathbf{x}_p)}{r_p} \right]^2} \quad 3.127$$

Où Ω_p est l'ensemble des cellules qui composent le périmètre de la structure liquide et n_{Ω_p} est le nombre total de ces cellules. Elles sont facilement identifiables, car elles sont voisines aux cellules dont la fraction de volume de liquide est nulle, $F_l = 0$. Le rayon R_d est la moitié du diamètre D_d .

L'asphéricité maximale permise pour qu'une structure liquide soit considérée pour une transition affecte la proportion des structures liquides qui seront converties en paquet DPM. La forme d'une gouttelette a directement un impact sur sa trainée. Un critère d'asphéricité moins sévère entraîne une transition précoce des structures liquides pouvant engendrer des déviations importantes sur l'écoulement global. Le critère d'asphéricité idéal ne devrait pas engendrer statistiquement de déviations importantes sur les trajectoires empruntées par les gouttelettes. Pour déterminer ce critère, on peut comparer la trainée d'une gouttelette asphérique à une qui est sphérique.

La forme d'une gouttelette peut être approximée par un ellipsoïde (Schmehl, 2002). L'asphéricité d'une gouttelette peut être estimée par une fonction des axes de l'ellipsoïde (équation 3.128).

$$e_p = f(a_e, b_e, c_e) \quad 3.128$$

Où a_e , b_e et c_e sont les axes de l'ellipsoïde.

Si l'aire de la coupe transversale de l'ellipsoïde dont la normale est parallèle à l'écoulement est plus grande que celle de la coupe transversale dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, on qualifie l'ellipsoïde d'oblate et dans le cas contraire de prolate (Figure 3.28).

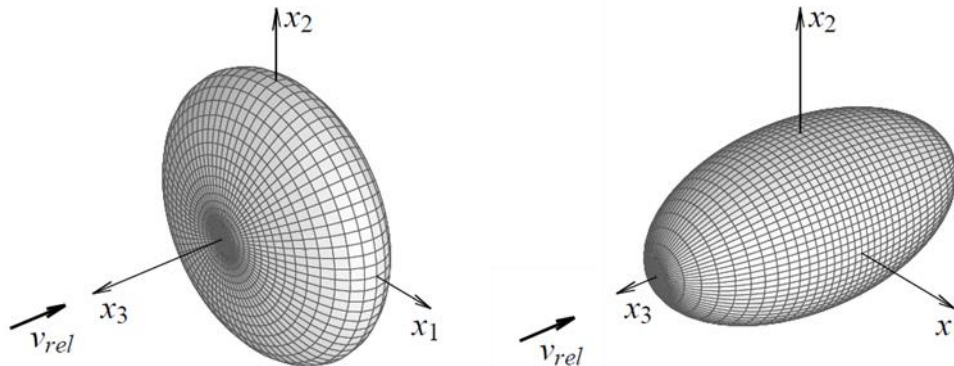


Figure 3.28 Ellipsoïde oblate à gauche et prolate à droite

On peut estimer la trainée d'un ellipsoïde comme une fonction de la trainée d'un disque et d'une sphère comme proposée par Schmehl (2002) (équation 3.129).

$$C_{D_e} = (y - 1)C_{D_{sphere}} + yC_{D_{disque}} \quad 3.129$$

$$C_{D_{sphere}} = 0.36 + 5.48Re^{-0.573} + \frac{24}{Re}, \quad Re \leq 10^4 \quad 3.130$$

$$C_{D_{disque}} = 1.1 + \frac{64}{\pi Re} \quad 3.131$$

Avec $y = 1 - \frac{1}{a_e^6}$. On suppose que l'ellipsoïde est une surface de révolution alors $b_e = c_e = 1/\sqrt{a_e}$.

On peut alors relier l'asphéricité d'une gouttelette à la déviation entre la trainée d'un ellipsoïde par rapport à une sphère. Le ratio λ_{C_D} est utilisé pour représenter le ratio entre la trainée d'une sphère, $C_{D_{sphere}}$, et la trainée de la structure liquide estimée par C_{D_e} , équation 3.132.

$$\lambda_{c_D} = \frac{C_{De}}{C_{D_{sphere}}} \quad 3.132$$

Les gouttelettes dans une cavité de roulements à billes ont des nombres de Reynolds allant de l'ordre de 10^1 à 10^3 selon la revue effectuée par Peduto (2015) des caractéristiques des gouttelettes retrouvées dans les cavités de roulement. Cependant selon les mesures de Glahn et al. (1995), la majorité des gouttelettes retrouvées dans les cavités de roulement sont inférieures à $200\mu m$ ce qui correspond à un nombre de Reynolds de l'ordre de 150 pour une cavité de roulement simplifiée opérant à 15,000rpm. En fixant la taille maximale des structures liquides pouvant être converties à $200\mu m$, un critère d'asphéricité de 0.1 permet une déviation maximale de 30% sur la majorité de la plage des structures ellipsoïdes oblates (Figure 3.29) et prolates (Figure 3.30).

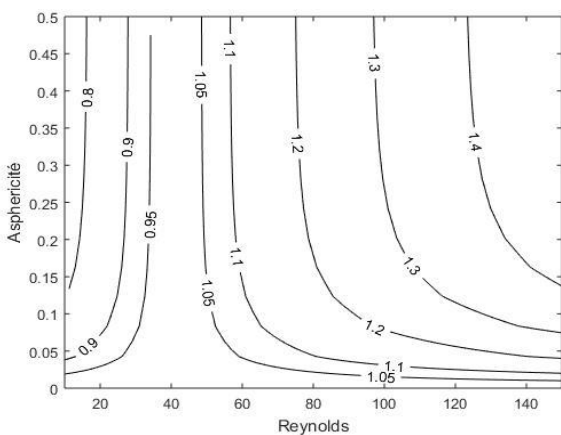


Figure 3.29 Contours du ratio de trainée λ_{c_D} pour une structure ellipsoïde oblate

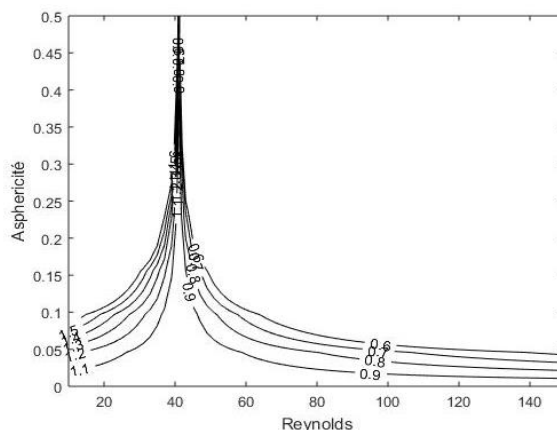


Figure 3.30 Contours du ratio de trainée λ_{c_D} pour une structure ellipsoïde prolate

3.4.2.4 La Résolution du maillage

Lorsqu'une structure liquide est de taille similaire à la résolution locale du maillage, celle-ci est convertie en paquet lagrangien même si le critère d'asphéricité n'est pas respecté. Si le maillage a été raffiné pour capturer les plus petites structures liquides pouvant être générées par le mécanisme de rupture étudié, les forces de tension de surface sont dominantes dans la structure liquide. Une représentation de la structure liquide par une sphère lagrangienne élimine la dépendance de la

modélisation des forces de tension de surface du modèle VoF. Ce critère permet d'éviter la diffusion de la fraction de volume liquide au travers du domaine.

3.4.3 Algorithme de transition VoF-DPM

L'algorithme de transition est effectué à une fréquence prédéterminée de pas de temps. Effectuer l'algorithme à une fréquence trop importante a un impact notable sur le temps de calcul de la simulation. Le repérage des structures et le calcul de leur asphéricité sont les étapes qui nécessitent le plus d'opérations. Avant de refaire l'algorithme, il est donc nécessaire que de nouvelles structures soient générées et que la morphologie des structures qui n'ont pas respecté le critère d'asphéricité à la dernière exécution de l'algorithme ait changé. Le nombre de pas de temps entre chaque exécution de l'algorithme est évalué selon le nombre de CFL estimé des structures liquides. Pour un pas de temps permettant un CFL de 0.2, une fréquence d'exécution de l'algorithme de 50 pas de temps a été choisie permettant à l'interface air/liquide de parcourir une distance de 10 cellules de calcul. Les résultats obtenus en utilisant cette fréquence ont, jusqu'à maintenant, été très encourageants tout en réduisant considérablement le temps de calcul par rapport à une simulation eulérienne. Des études supplémentaires devraient être effectuées pour évaluer avec plus de détails la fréquence à laquelle l'algorithme devrait être employée pour optimiser le temps de simulation. Les étapes de fonctionnement de l'algorithme sont résumées à la Figure 3.31.

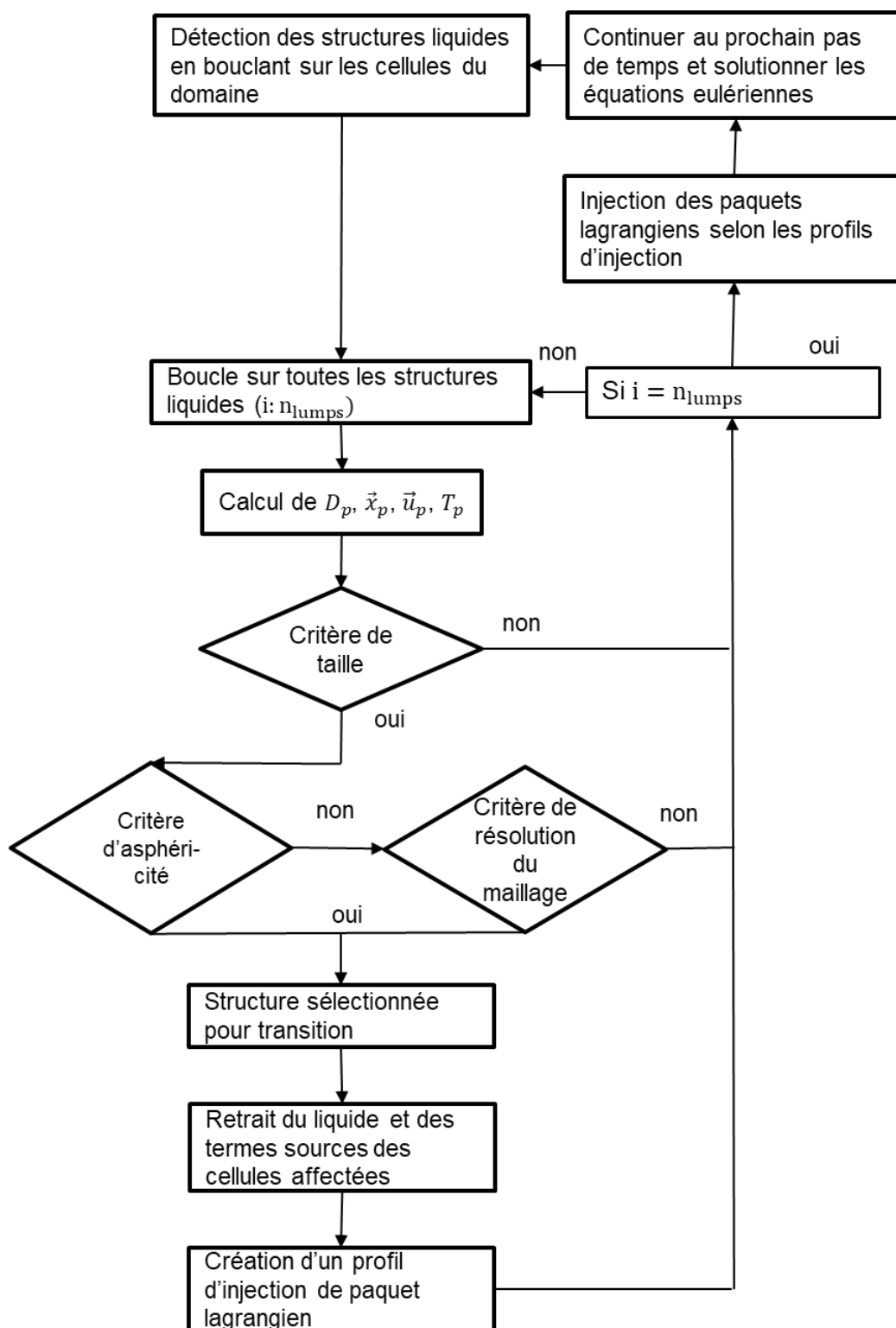


Figure 3.31 Étapes de fonctionnement de l'algorithme de transition VoF-DPM

3.4.4 Transfert des termes sources et transition

La transition VoF-DPM est symétrique à la transition DPM-VoF. Les cellules qui ont été numérotées comme faisant partie d'une structure respectant les critères de transition se voit retiré leur liquide ($F = 0$). Les propriétés du paquet lagrangien, sa taille D_p , son centroïde \mathbf{x}_p , sa vitesse \mathbf{u}_p et sa température T_p sont calculées à partir des équations 3.121 à 3.126. Les termes sources des équations 3.113 à 3.116 sont retirés à la phase eulérienne et la pression locale dans la structure est ajustée en retirant la contribution de la tension de surface (équation 3.117). Le nouveau paquet est ensuite injecté à la fin du pas de temps.

3.4.5 Calcul de l'ajout de masse d'air

Lorsque la transition d'une modélisation eulérienne à lagrangienne est effectuée, le volume de la structure liquide est retiré et une masse d'air est ajoutée à la formulation eulérienne. Cet ajout est une conséquence de la modélisation des gouttelettes par le modèle DPM. Dans une simulation où des centaines de milliers de transitions ont lieu, l'ajout de masse d'air peut devenir considérable si le ratio entre la masse volumique du liquide et la densité du gaz est faible.

On peut comparer le débit massique d'air entrant, $\dot{m}_{\text{air Entrant}}$, dans la zone de contrôle à la masse d'air ajouté par les transitions en fonction du temps, $\dot{m}_{\text{airVoF-DPM}}$, pour évaluer si l'erreur de transition VoF-DPM aura un effet non négligeable sur la solution.

$$\xi_{\text{VoF-DPM}} = \dot{m}_{\text{airVoF-DPM}} / \dot{m}_{\text{air Entrant}} \quad 3.133$$

La $\dot{m}_{\text{airVoF-DPM}}$ est obtenue à partir du débit volumique de structures liquides VoF qui sont converties, $\dot{V}_{\text{liquide-VoF}}$.

$$\dot{m}_{\text{airVoF-DPM}} = \rho_{\text{air}} \dot{V}_{\text{liquide-VoF}} \quad 3.134$$

$$\dot{V}_{\text{liquide-VoF}} = \dot{m}_{\text{liquide-VoF}} / \rho_{\text{liquide}}$$

Avec $\dot{m}_{\text{liquide-VoF}}$, le débit massique approximé de structures liquides VoF satisfaisant les critères de transition VoF-DPM.

Après avoir combiné les équations 3.133 et 3.134, il est nécessaire que la contrainte présentée à l'équation 3.135 soit respectée pour que l'erreur soit inférieure à 1%.

$$\frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{liquide}}} \frac{\dot{m}_{\text{liquide-VoF}}}{\dot{m}_{\text{air}_{\text{Entrant}}}} < 0.01 \quad 3.135$$

3.4.6 Limitations

La perte d'information lors de la transition d'une modélisation eulérienne à lagrangienne peut engendrer des différences notables sur la trajectoire du paquet lagrangien. L'hypothèse de gouttelette rigide sphérique simplifie grandement le calcul de la trainée du paquet lagrangien. Cependant, même si une structure liquide respecte le critère d'asphéricité au moment où l'algorithme de transition est déclenché, la structure peut être encore en train de se déformer et sur le point de s'atomiser. Par ailleurs, Hsiang and Faeth (1992) soulèvent que même les petites gouttelettes ($We_g < 10$) vibrent et se déforment même si leur forme s'approche de celle d'une sphère. C'est pourquoi le développement de modèle de trainée prenant en considération la déformation des gouttelettes et la possible rupture de celles-ci en gouttelettes secondaires de plus petites tailles pourrait directement améliorer la qualité des résultats et réduire leur dépendance au critère d'asphéricité.

Lorsque les températures du liquide sont telles que les phénomènes d'évaporation ne peuvent être négligés, le changement de description eulérienne à lagrangienne ne pourra pas prendre en considération les gradients de température au sein des structures liquides. L'approximation de la structure liquide par une sphère pourrait entraîner une sous-estimation de la quantité de liquide évaporée étant donné que le transfert de chaleur entre l'environnement et la structure liquide dépend de l'aire de la surface de contact entre les phases. Cette limitation du mécanisme de transition dépasse le cadre de ce projet, car le changement de phase de l'huile est négligé.

3.4.7 Vérification

3.4.7.1 Transition VoF-DPM d'une goutte

La vérification de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie est effectuée pour la transition d'une goutte sphérique dans un volume d'air similairement à ce qui a

été effectué pour la méthode DPM-VoF. Le cas test de la section 3.3.9.1 est repris où un cube d'une taille $1 \times 1 \times 1 \text{ u}^3$ est discrétisé spatialement en différents maillages de cellules de taille uniforme. Une goutte d'eau de diamètre 0.8u est initialisée par la méthode VoF au centre du domaine (Figure 3.32).

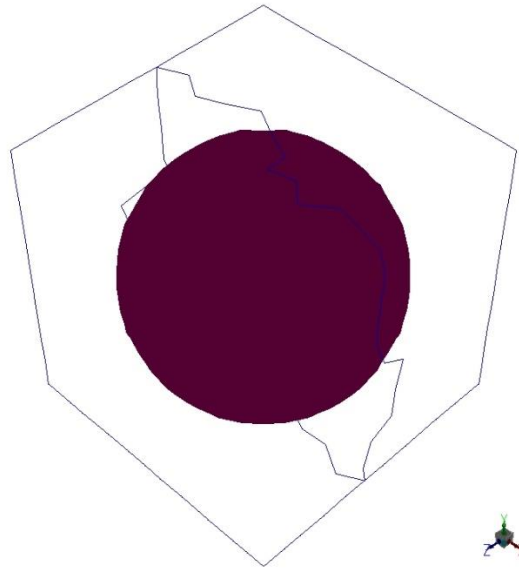
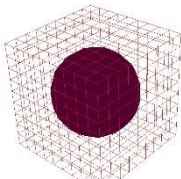
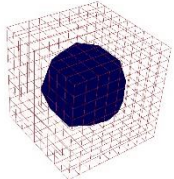
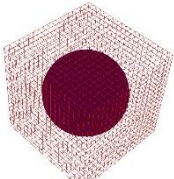
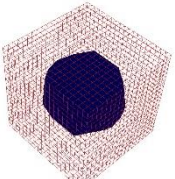
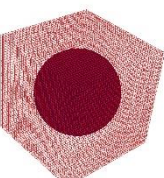
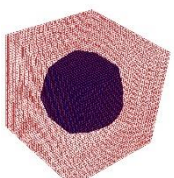
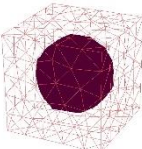
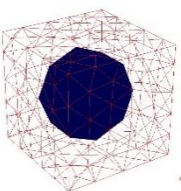
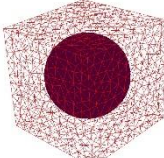
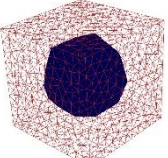
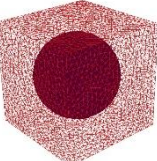
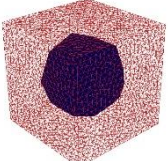


Figure 3.32 Cas de test pour la vérification de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de la méthode VoF-DPM

Un schéma de reconstruction géométrique explicite est employé pour reconstruire l'interface air/liquide. La gravité n'est pas considérée et une vitesse initiale de -1u/s dans la direction z est appliquée aux cellules faisant partie du volume de la sphère. L'algorithme VoF-DPM est activé après 5 pas de temps de $1\text{e-}05\text{s}$. Trois maillages hexaédriques et trois maillages tétraédriques sont testés pour évaluer la perte d'information lors de la transition de la phase liquide de la modélisation eulérienne à lagrangienne.

Tableau 3.5 Maillages employés pour tester la méthode VOF-DPM

Maillage	Aperçu avant transition	Espace entre-nœuds (u)	Nombre de noeuds	Nombre de cellules	Aperçu après transition
H1		0.1	1000 (10x10x10)	729	
H2		0.05	8000 (20x20x20)	6859	
H4		0.025	64000 (40x40x40)	59319	
T1		0.2	336	1487	
T2		0.1	2993	15625	
T4		0.05	19777	110710	

Les déviations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie sont comparées avant et après la transition de la sphère liquide. Les résultats sont présentés au Tableau 3.6.

Tableau 3.6 Déviation relative de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie après la transition VoF-DPM

Maillage	Masse	Quantité de mouvement	Enthalpie
H1	1.93e-05%	3.18e-04%	4.61e-06%
H2	7.57e-06%	2.74e-04%	8.34e-06%
H4	7.51e-06%	2.62e-04%	8.34e-06%
T1	3.14e-05%	2.24e-04%	1.89e-05%
T2	7.44e-06%	2.27e-04%	4.89e-07%
T4	9.89e-06%	3.55e-05%	3.12e-06%

À partir des déviations, on peut estimer l'ordre de convergence spatiale de la méthode VoF-DPM pour les différentes quantités de conservation sur les maillages hexaédriques. On obtient un ordre de 7.66 pour la masse, un ordre 1.75 pour la quantité de mouvement et un ordre 9.13 pour l'enthalpie. La Figure 3.33 présente une diminution asymptotique des déviations avec une diminution de l'espace entre les nœuds du maillage pour les maillages hexaédriques. L'ordre de convergence spatiale estimé de la méthode VoF-DPM est plus important que celui de la méthode DPM-VoF pour la conservation de la masse et de l'enthalpie. Les déviations sont aussi de plusieurs ordres de grandeur plus faibles pour la méthode VoF-DPM. Ceci s'explique par le fait que l'algorithme VoF-DPM n'emploie pas de termes sources pour transmettre les propriétés de la sphère liquide de la représentation eulérienne à lagrangienne. L'algorithme somme la masse, la quantité de mouvement et l'enthalpie de chacune des cellules composant la sphère liquide, et injecte une sphère lagrangienne dont la masse, la vitesse et la température correspondent à ces sommes. Les termes sources appliqués ensuite affectent les cellules de la phase gazeuse.

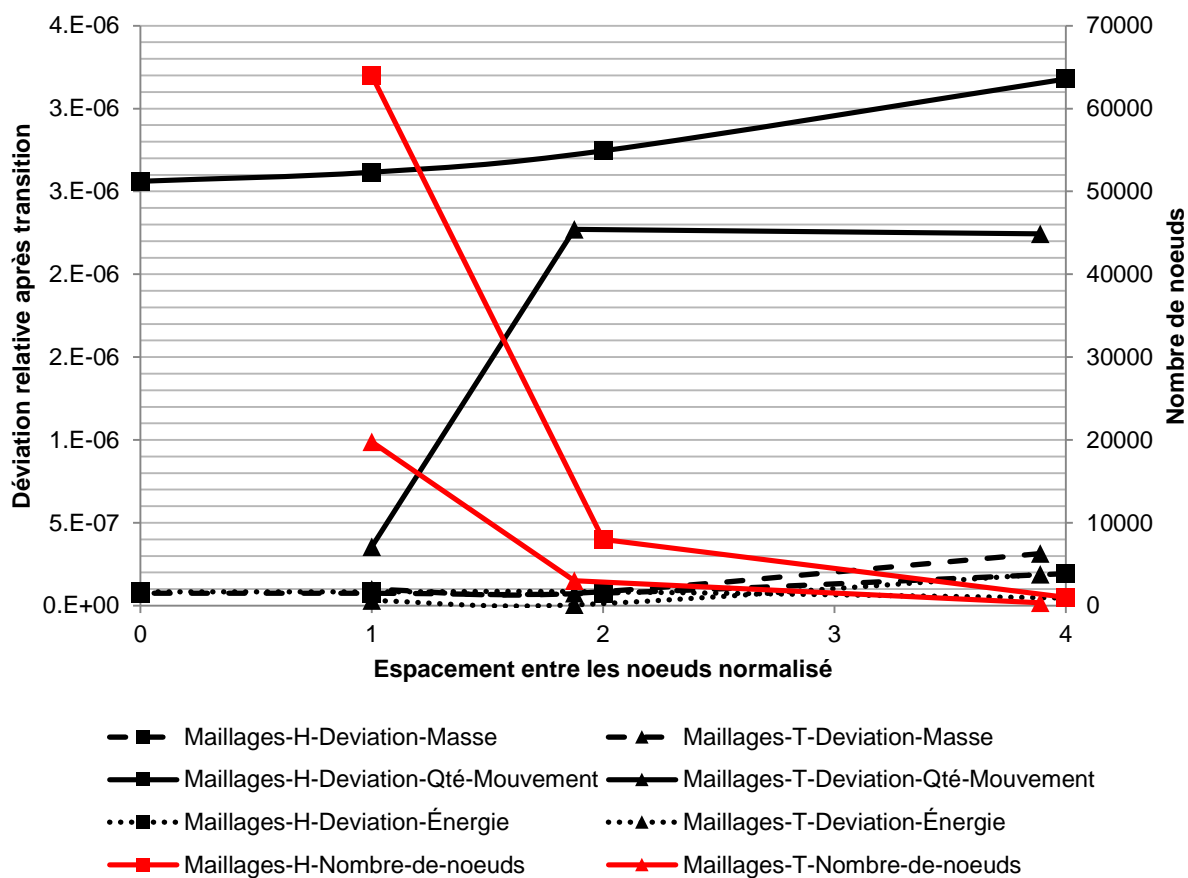


Figure 3.33 Déviation de la conservation de la masse, quantité de mouvement et de l'enthalpie de la méthode VoF-DPM sur différents maillages

Cette étude de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie d'une sphère liquide démontre que la transition d'une structure liquide par la méthode VoF-DPM est peu affectée par la discrétisation spatiale et le type de cellule de maillage.

CHAPITRE 4 ÉVALUATION DE LA MÉTHODOLOGIE SUR DES EXPÉRIENCES CONTRÔLÉES

Dans ce chapitre, les méthodes et les mécanismes présentés au chapitre 3 sont appliqués à des cas isolés permettant une évaluation de leur capacité à représenter avec fidélité et précision les phénomènes physiques d'intérêt aux cavités de roulement.

4.1 Écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire

L'objectif de ce cas test est de démontrer l'utilité et la précision d'une méthode VoF avec une modélisation RANS pour localiser l'interface d'un écoulement stratifié.

4.1.1 Description et préparation des simulations

L'écoulement d'eau dans une conduite rectangulaire allongée (Figure 4.1) est modélisé à partir de la méthode VoF.

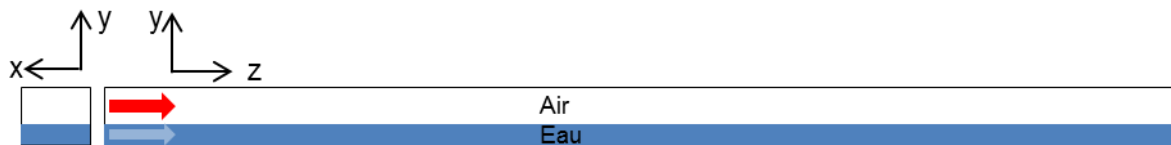


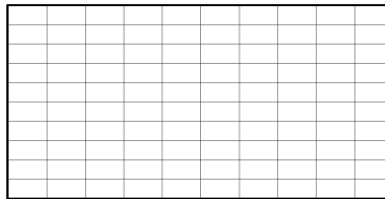
Figure 4.1 Écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire allongée

Les dimensions de la conduite sont de 0.2m x 0.1m x 13m et les propriétés sont présentées au Tableau 4.1.

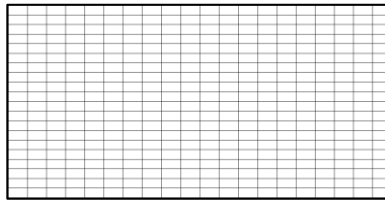
Tableau 4.1 Paramètres de l'écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire

Paramètre	Valeur	Unité
μ_g	1.79e-05	kg/m.s
ρ_g	1.225	kg/m ³
J_g	2.5	m/s
Re_{J_g}	22819	
μ_l	1.003e-03	kg/m.s
ρ_l	998.2	kg/m ³
J_l	0.15	m/s
Re_{J_l}	19854	

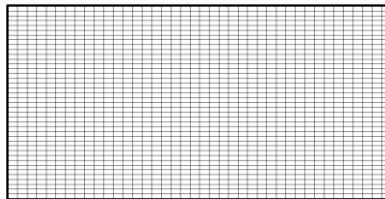
Le cas test consiste à comparer la position de l'interface et le profil de vitesse axial de l'écoulement à une localisation de 12.1m de l'entrée de la conduite aux mesures expérimentales de Fabre, Masbernat, and Suzanne (1987). Trois maillages cartésiens dont les vues de face sont présentées à la Figure 4.2 sont testés pour évaluer l'effet de la discrétisation spatiale sur la solution.



Maillage R4 : 10x10x125



Maillage R2 : 20x20x250



Maillage R1 : 40x40x500

Figure 4.2 Maillages employés pour la simulation d'un écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire

Une première série de simulations est effectuée avec le modèle $k - \omega$ SST original et une seconde série avec le modèle $k - \omega$ SST incluant le terme source d'amortissement de l'équation de dissipation d'énergie cinétique turbulente (équation 3.68). La condition d'entrée du domaine est représentée par deux sections aux dimensions égales dont celle du bas injecte un débit massique d'eau spécifié et celle du haut injecte un débit massique d'air spécifié. Les conditions frontières des quantités turbulentes à l'entrée sont dérivées à partir de l'intensité et des longueurs des échelles

turbulentes. Les équations empiriques 4.1 et 4.2 sont recommandées pour les écoulements en conduites fermées (FLUENT®, 2018).

$$I_{turb,k} = 0.16Re_{J,k}^{-1/8} \quad 4.1$$

$$L_{turb,k} = \frac{0.07D_h}{C_\mu^{3/4}} \quad 4.2$$

Où D_h est le diamètre hydraulique et k , la phase liquide ou gazeuse.

Une condition de sortie de pression nulle est employée à la fin de la conduite. Les simulations sont effectuées avec des schémas décentrés d'interpolation du deuxième ordre (équation 3.17) pour les termes d'advection des équations de transport. L'algorithme couplé, section 3.1.2.7, de correction de la pression SIMPLEC est employé. La simulation est effectuée avec la méthode de sous-relaxation par pseudo pas de temps de FLUENT® (2018). Les calculs sont effectués en parallèle sur 16 cœurs Xeon à 2.60 GHz.

4.1.2 Résultats

Deux critères d'arrêt sont employés pour mettre fin au solveur itératif soit : lorsque le ratio entre les débits massiques d'entrées et de sorties est inférieur à 0.1% et lorsque la variation de perte de pression dans la conduite sur 10 itérations est inférieure à 0.1%. Il nécessite près de 3000 itérations avec les facteurs de sous-relaxation par défaut employés.

4.1.2.1 Profils de vitesse

Le profil de vitesse axiale pour la phase de mélange est prélevé à une distance de 12.1m de l'entrée. Les résultats pour les différentes discrétisations de maillage sont présentés à la Figure 4.3.

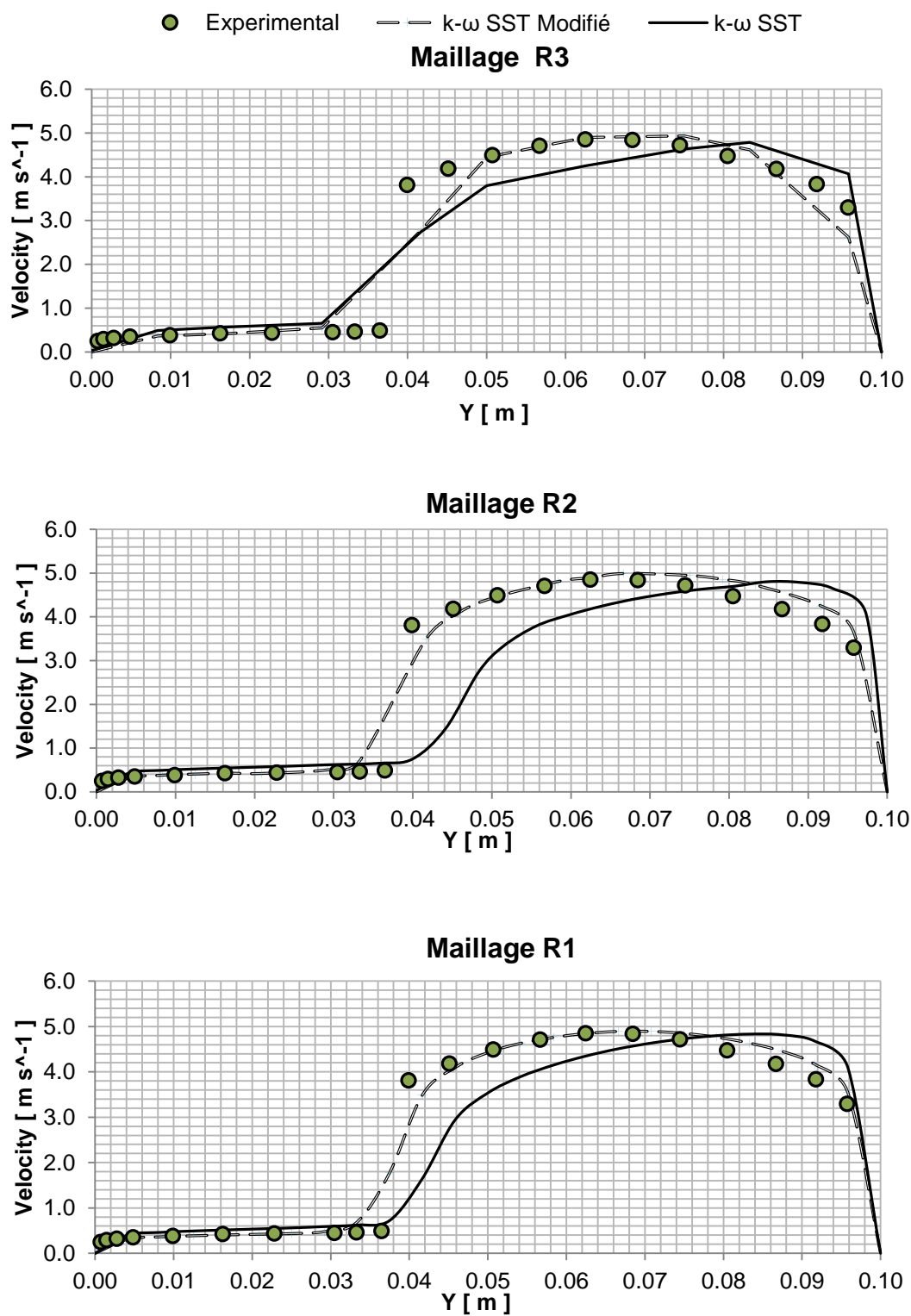


Figure 4.3 Profils de vitesse axiale prélevée à 12.1 dans la conduite rectangulaire

4.1.2.2 Position de l'interface

La position de l'interface à la distance de 12.1m est déterminée comme la position transversale de la conduite où la fraction de volume est de 0.5. Fabre et al. (1987) indiquent que la position de l'interface est approximativement à 0.037m.

Tableau 4.2 Position de l'interface entre l'air et l'eau pour un écoulement stratifié dans une conduite rectangulaire

Maillage	Position de l'interface (m)	
	$k - \omega$ SST	$k - \omega$ SST modifié
R3	0.046	0.042
R2	0.045	0.039
R1	0.043	0.039

4.1.3 Discussion

L'emploi du terme source (équation 3.17) avec le modèle $k - \omega$ entraîne une augmentation de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente à proximité de l'interface entre l'air et l'eau. Cette augmentation engendre une diminution de la viscosité turbulente qui se traduit par une cassure plus fine du profil de vitesse à proximité de l'interface. Le raffinement du maillage entraîne une amélioration de la solution, mais la différence entre le maillage R1 et R2 est minime pour ce qui est du modèle $k - \omega$ SST modifié. On peut en déduire qu'un raffinement de l'ordre de R2 est suffisant pour capturer le film d'huile à la paroi dans la cavité de roulement. La position de l'interface est légèrement surestimée par les différentes simulations numériques et ceci est dû à l'emploi de schémas d'interpolation décentrés du deuxième ordre. Les schémas décentrés amont sont particulièrement diffusifs, mais numériquement stables.

Ce cas de test confirme que l'emploi de la formulation $k - \omega$ SST modifié avec le modèle VoF et une discrétisation de 8 cellules dans l'épaisseur du liquide est suffisant pour capturer le profil de vitesses d'un film mince stratifié.

4.2 Impact d'une gouttelette dans un film liquide

L'objectif de ce cas test est de démontrer l'utilité et la précision d'une modélisation DPM-VoF/CLSVoF pour capturer l'impact d'une gouttelette dans un film liquide.

4.2.1 Description et préparation des simulations

Une gouttelette d'eau de diamètre, D_p , est injectée d'une hauteur de 1 mètre dans un film d'eau d'une épaisseur h (voir Figure 4.4). Au moment de l'impact, la gouttelette a une vitesse, u_p . La méthode DPM-VoF est employée pour simuler l'impact de la gouttelette avec un facteur de dilatation, d_{dil} , de 5. L'impact est aussi simulé par une méthode utilisant seulement la méthode VoF à des fins de référence. La turbulence n'est pas modélisée, car des conditions de régime laminaire sont supposées selon les grandeurs adimensionnelles étudiées.

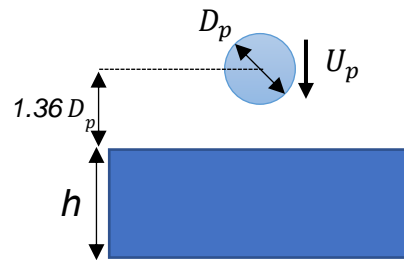


Figure 4.4 Longueurs caractéristiques associées à l'impact d'une gouttelette dans un film liquide

La taille du cratère formé par l'impact est mesurée et comparée aux formulations suggérées par Cossali, Marengo, Coghe, and Zhdanov (2004) et aux corrélations expérimentales de Mitchell, Simmons, and Hann (2015). La formulation par Cossali et al. (2004) emploie la constante C proposée par Yarin (2006) présentée dans l'équation 4.3.

$$\frac{X}{D_p} = C(\tau - \tau_0)^{0.5} \quad 4.3$$

$$C = (2/3 H^*)^{0.25}$$

Où X est le diamètre du cratère et τ est une unité de temps sans dimension définie par $\tau = t|\mathbf{u}_p|/D_p$. Et H^* est l'épaisseur du film liquide sans dimension défini par $H^* = h/D_p$. La constante τ_0 est le décalage en temps par rapport à l'impact avec le film liquide. Ici, $\tau_0 = 0$.

La simulation est effectuée sur un maillage hexaédrique de $1.9e+06$ nœuds présentés à la Figure 4.5. Selon les résultats de la section 3.3.9, vingt-cinq nœuds sont employés pour reconstruire le diamètre de la gouttelette au point d'injection pour assurer une déviation de la conservation de la masse inférieure à 1.0%. La gouttelette est rapprochée à une hauteur de $1.36 D_p$ du film d'eau et on y applique la vitesse, \mathbf{u}_p . Il s'agit approximativement de la vitesse qu'elle aurait à cette position si elle avait été relâchée d'une hauteur de 1 mètre. Les paramètres de la simulation sont présentés au Tableau 4.3.

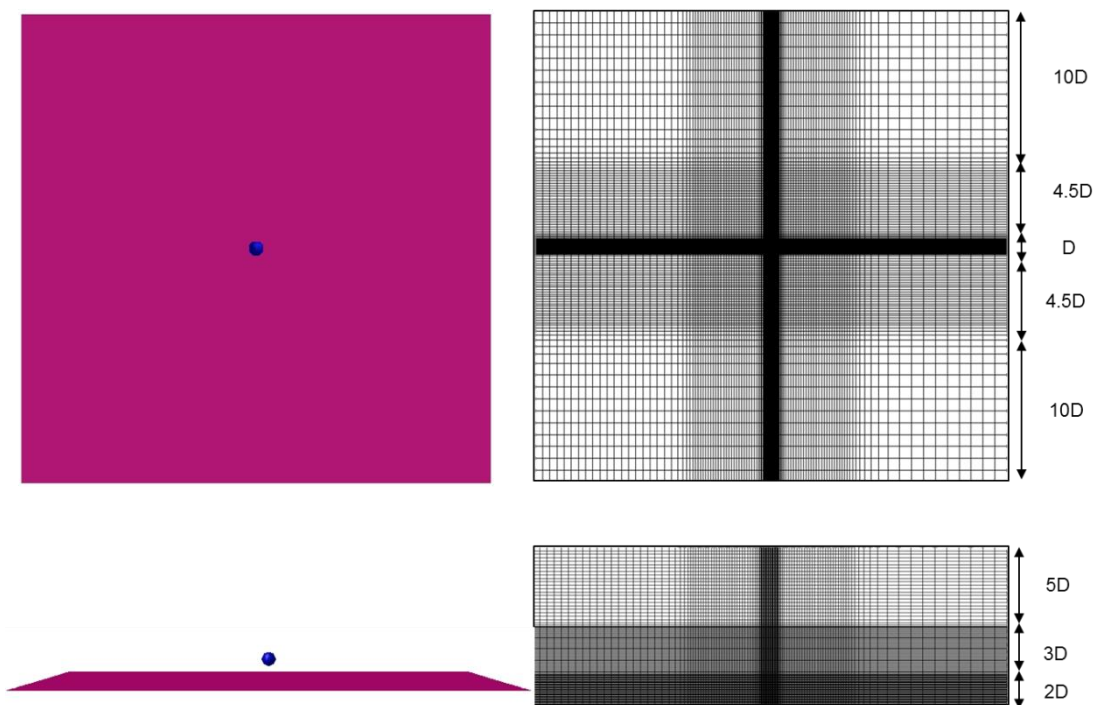


Figure 4.5 Maillage employé et condition initiale pour l'impact d'une gouttelette dans un film liquide

Tableau 4.3 Paramètres de la simulation d'impact d'une goutte dans un film liquide pour validation de la méthode DPM-VoF

Paramètre	Valeur	Unité
D_p	3.5e-03	<i>m</i>
ρ_l	999	<i>kg/m³</i>
μ_l	9.9e-04	<i>kg/m.s</i>
σ	0.0727	<i>N/m</i>
$ \mathbf{u}_p $	2.80	<i>m/s</i>
Re_l	9800	(-)
We_l	378	(-)
Oh	0.0020	(-)
h^*	0.43	(-)

Les schémas d'advection implicite et explicite pour la reconstruction de l'interface par la méthode VoF sont comparés. Le schéma explicite emploie une méthode de reconstruction géométrique et la méthode implicite emploie le schéma CICSAM de O. Ubbink and Issa (1999). La méthode CLSVoF est aussi testée et deux nombres de CFL sont comparés. Les cas tests sont affichés au Tableau 4.4. Le nombre de CFL sans dimension employé dans cette section est donné par l'équation 4.4

$$CFL = \frac{|\mathbf{u}_p| \Delta t}{D_p / N_x} \quad 4.4$$

Où D_p / N_x est la discrétisation employée, soit 25 points de maillage par diamètre.

Tableau 4.4 Cas test d'impact d'une gouttelette dans un film liquide

Case (#)	Méthode	Avancement en temps	CFL
1	VoF	Explicite	0.20
2	DPM-VoF	Explicite	0.20
3	DPM-VoF	Implicite	0.20
4	DPM-VoF	Explicite	0.05
5	DPM-CLSVoF	Explicite	0.20

Une formulation implicite des forces de corps est employée pour capturer les forces de tension de surface. L'objectif du test n'est pas de simuler tous les détails des structures liquides produites par l'impact d'une gouttelette, mais d'évaluer comment la nouvelle méthode DPM-VoF se compare à une méthode VoF.

4.2.2 Résultats

La déviation de la conservation de la masse est inférieure à 1% pour tous les cas employant la méthode DPM-VoF et DPM-CLSVoF. L'évolution de la quantité de mouvement dans le volume de contrôle de la simulation est comparée entre les différents cas dans la Figure 4.6. La quantité de mouvement est calculée comme la somme de la masse de chaque cellule, m_{cell} , multipliée par la magnitude de son vecteur vitesse, $|\mathbf{u}_{cell}|$, et divisée par la quantité de mouvement initiale de la gouttelette, $m_{p,0}|\mathbf{u}_{p,0}|$.

$$M = \frac{\sum m_{cell} |\mathbf{u}_{cell}|}{m_{p,0} |\mathbf{u}_{p,0}|} \quad 4.5$$

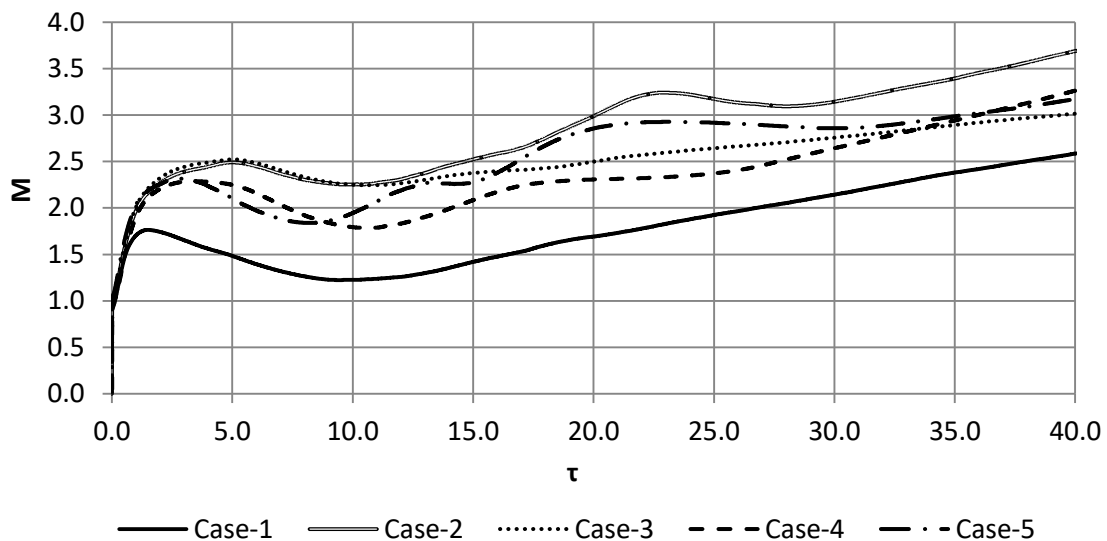


Figure 4.6 Évolution de la quantité de mouvement de la phase eulérienne après l'impact de la gouttelette dans le film liquide.

Les isosurfaces de la fraction de volume à la valeur de 0.5 sont employées pour donner un aperçu de la morphologie du film liquide après impact pour les différents cas tests à la Figure 4.7.

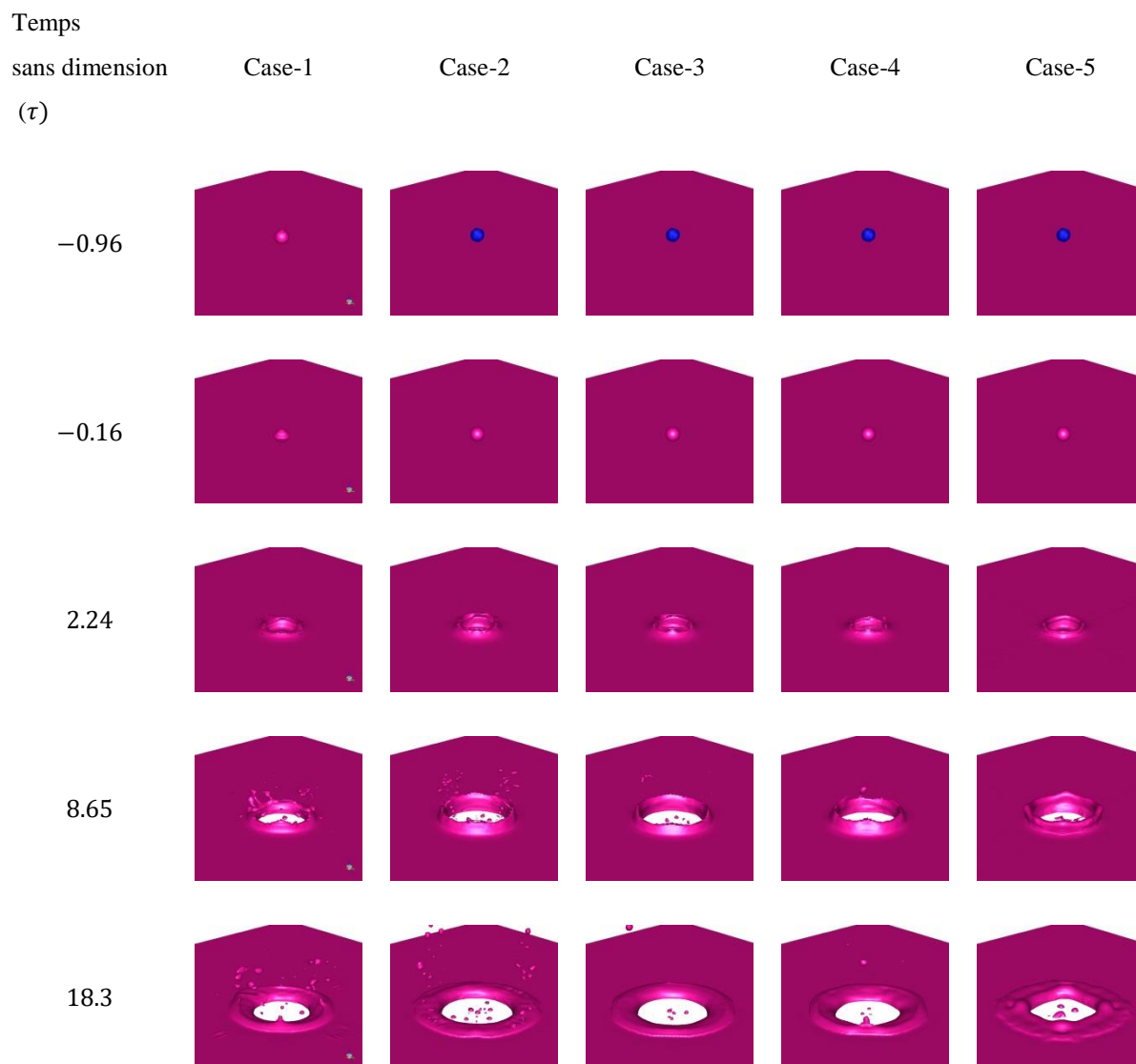


Figure 4.7 Morphologie du cratère produit par l'impact d'une gouttelette (Isosurface de la fraction de volume à 0.5 (magenta) et paquet DPM (bleu))

La taille adimensionalisée du cratère, $R^* = X/2D_p$, est présentée en fonction de τ pour les différents cas examinés et est comparée aux corrélations de Cossali et al. (2004) et de Mitchell et al. (2015) à la Figure 4.8.

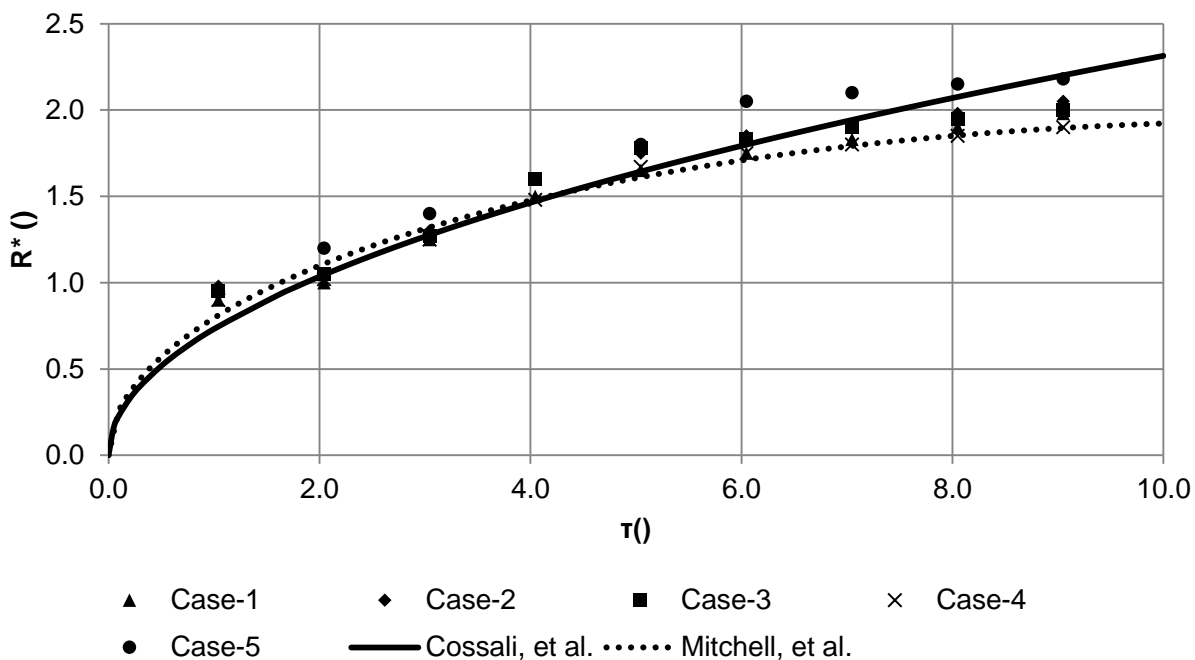


Figure 4.8 Évolution de la taille des cratères en fonction du temps

Les temps de calcul des cas 2, 3 et 5 sont comparés dans le Tableau 4.5. Le temps de calcul en termes de CPU.s a été moyenné sur 500 pas de temps après la transition DPM-VoF. Les cas tests ont été effectués sur 64 cœurs Xeon à 2.60 GHz.

Tableau 4.5 Comparaison des temps de calcul par pas de temps

Cas (#)	CPU.s / pas de temps
2	212.5
3	189.4
5	698.9

4.2.3 Discussion

L'augmentation de la quantité de mouvement dans le volume de contrôle après l'impact de la gouttelette avec l'interface gaz-liquide (Figure 4.6) est supérieure pour les cas employant le modèle de transition DPM-VoF. Comme mentionné dans la section 3.3.8, il s'agit d'une conséquence de l'accélération de la gouttelette causée par un changement rapide de sa traînée. Malgré que la différence de quantité de mouvement soit importante au moment de l'impact, le taux

de croissance de la quantité de mouvement est le même pour tous les cas lorsque $\tau \rightarrow \infty$. La Figure 4.7 démontre que même si la force d'impact est différente, la taille du cratère créé reste similaire entre les cas 2, 3 et 4 comparativement au cas 1 de référence. Le cas 5, lequel emploie une formulation DPM-CLSVoF, a généré des cratères de taille légèrement plus importante que ceux générés par la méthode VoF. Tous les cas sont à 15% d'écart des tailles de cratère calculées par les formulations de Mitchell et al. (2015) et les corrélations de Cossali et al. (2004).

La Figure 4.7 présente la morphologie de l'interface gaz-liquide à différents temps. On peut remarquer qu'à $\tau = -0.16$, la gouttelette reconstruite par la méthode VoF (cas 1) a été déformée par les forces de trainées alors que les cas employant la méthode DPM-VoF (cas 2, 3 et 4) présentent une gouttelette sphérique. Tous les cas présentent une morphologie similaire juste après l'impact ($\tau = 2.24$). La hauteur et la forme de la couronne liquide varient selon la méthode de reconstruction de l'interface (explicite ou implicite) et la façon dont la courbure de l'interface est calculée (spécialement au temps $\tau = 8.65$).

Des structures liquides et des gouttelettes secondaires sont vues à $\tau = 18.3$ dans les cas 1 et 2. Ils sont le résultat de la diffusion du schéma numérique VoF causé par un manque de raffinement du maillage et un avancement temporel trop important. La diffusion numérique et la génération de structures liquides ont été éliminées en réduisant le nombre de Courant dans le cas 4 et en couplant la méthode VoF à la fonction L-S dans le cas 5. Selon les temps de calculs fournis au Tableau 4.5, la méthode implicite avec le schéma CICSAM nécessite moins de temps de calcul que le schéma de reconstruction géométrique pour le même pas de temps. Elle est aussi 3.69 fois plus rapide que le schéma explicite employant la méthode CLSVoF, mais n'offre pas la même résolution de la couronne liquide après l'impact. Ces observations concordent avec celles soulevées par Bristot et al. (2016) où le schéma VoF implicite a été utilisé pour réduire le temps de calcul par rapport à un schéma explicite dans la simulation d'une cavité de roulement.

4.2.4 Sensitivité au facteur de dilatation

La sensibilité du modèle de transition DPM-VoF est testée en faisant varier le facteur de dilatation, d_{dil} . Un plus grand facteur de dilatation amène une transition à une plus grande distance de l'interface et réduit le gain en temps de calcul de l'utilisation de la méthode DPM-VoF par rapport à une simulation employant seulement VoF. Le cas 4 de la section 4.2.1 est repris. L'impact du

facteur de dilatation sur la quantité de mouvement et la taille du cratère est évalué. Un résumé des cas comparés est présenté au Tableau 4.6.

Tableau 4.6 Cas test variant le facteur de dilatation

Cas (#)	Méthode	Avancement en temps	CFL	d_{all}
4.0	DPM-VoF	Explicite	0.05	5
4.1	DPM-VoF	Explicite	0.05	25
4.2	DPM-VoF	Explicite	0.05	50

La déviation de la conservation de la masse est inférieure à 1% pour tous les pour les cas nouveaux cas 4.1 et 4.2. L'évolution de la quantité de mouvement dans le volume de contrôle de la simulation est comparée entre les différents cas de la série 4 et le cas 1 dans la Figure 4.9.

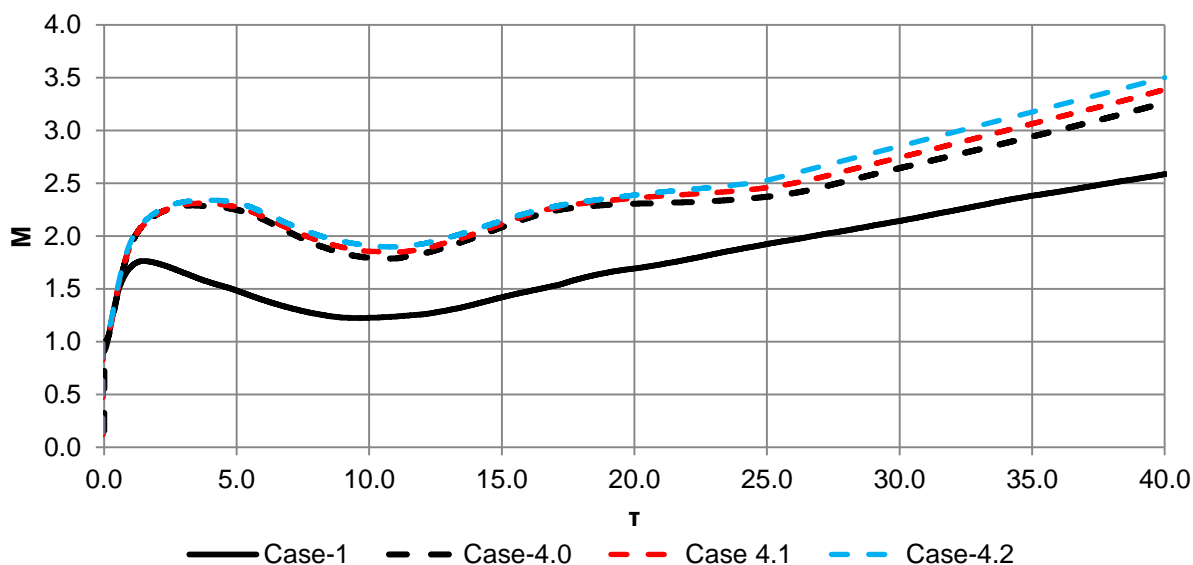


Figure 4.9 Impact du facteur de dilatation sur l'évolution de la quantité de mouvement de la phase eulérienne après l'impact de la gouttelette dans le film liquide

L'augmentation du facteur de dilatation fait avancer le point de transition du paquet lagrangien en sphère liquide de modélisation eulérienne. L'augmentation de la distance entre le point de transition et l'impact dans le film liquide accroît l'erreur de transition, décrite en 3.3.8, reliée au calcul de la traînée sur la structure eulérienne. Cela fait en sorte que la structure accélère avant d'impacter le film liquide. La vitesse de la gouttelette est donc plus importante au moment de l'impact et transfère donc plus de quantité de mouvement au film liquide. Cependant, cette

différence est mineure. Lorsque $\tau \rightarrow \infty$, la différence de quantité de mouvement adimensionnelle entre les cas 4.1 et 4.0 est de 0.13 et entre les cas 4.2 et 4.1 est de 0.11. Cette déviation devient négligeable si on normalise par rapport à la quantité de mouvement totale. Cette légère augmentation de la quantité de mouvement se fait aussi ressentir sur la taille du cratère engendré par l'impact de la goutte dans le film (Figure 4.10).

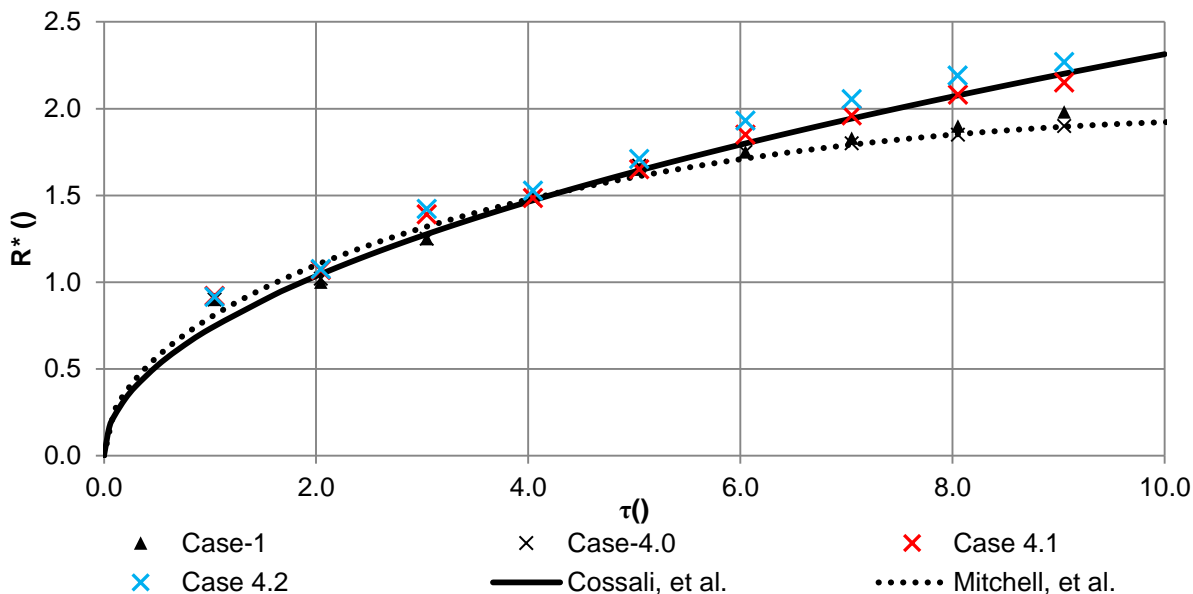


Figure 4.10 Impact du facteur de dilatation sur l'évolution de la taille des cratères

La taille du cratère générée par les cas 4.1 et 4.2 est légèrement plus importante que celle générée par le cas 1, utilisant seulement le modèle VoF, et le cas 4.0 employant $d_{dil} = 5$. Une hausse du facteur de dilatation mène donc à une diminution de la fidélité du modèle de transition DPM-VoF. La sensibilité du modèle DPM-VoF au facteur de dilatation est notable seulement lorsque le facteur de dilatation est grandement augmenté, par exemple supérieur à 25. À partir des résultats observés, on pourrait croire qu'un facteur de dilatation proche de 1 serait optimal. Cependant, en réduisant le facteur d_{dil} , il est nécessaire d'augmenter la fréquence à laquelle l'algorithme DPM-VoF est exécuté afin de s'assurer que la transition ait lieu dans un intervalle inférieur ou égal à d_{dil} . Il faut aussi mentionner que la distance mesurée correspond à la distance entre le centre du paquet lagrangien et le film liquide. Le diamètre de la gouttelette doit être pris en considération dans le choix du paramètre d_{dil} , car à basses vitesses, la distance peut être inférieure au rayon de la

gouttelette. La reconstruction de la gouttelette par modélisation eulérienne ne serait pas fidèle à sa forme réelle, car il y aurait chevauchement entre le film liquide et la gouttelette.

Les cas tests effectués dans cette section confirment que le modèle DPM-VoF permet le passage d'une modélisation lagrangienne à eulérienne avec une fidélité acceptable. La distance du film liquide à laquelle la transition DPM-VoF peut s'effectuer est déterminée par le facteur de dilatation, d_{dil} , et doit être minimisée.

4.3 Génération de gouttelettes par l'éclaboussement d'une goutte

4.3.1 Génération de gouttelettes par l'éclaboussement d'une goutte

L'impact d'une goutte dans un bassin liquide est caractérisé par un cratère et l'extrusion d'une couronne dont le périmètre est formé de ligaments à têtes sphériques. De ces têtes, des gouttelettes se détachent et sont expulsées à des distances dépassant plusieurs fois le rayon de la goutte initiale. Les gouttelettes générées par cet éclaboussement sont nombreuses et peuvent être représentées par une description lagrangienne réduisant le temps de calcul que nécessiterait une simulation directe des échelles des structures liquides par une modélisation eulérienne. Les grandes structures liquides sont simulées directement par la méthode VoF ou CLSVoF et les plus petites structures sont converties en paquet DPM (Figure 4.11).

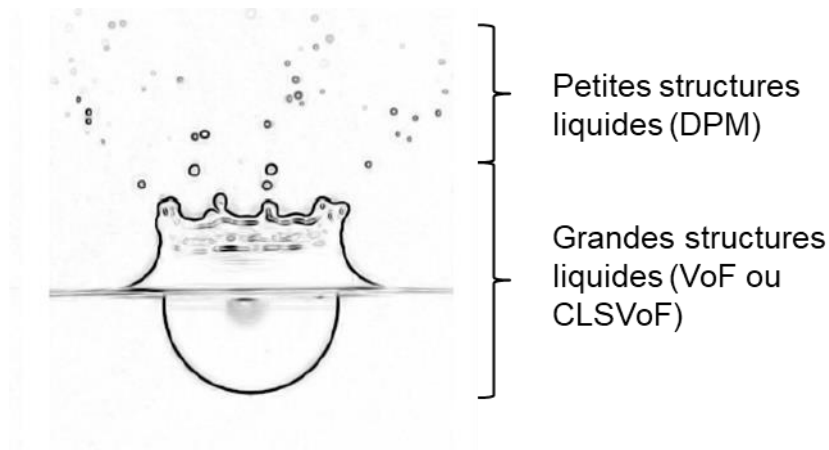


Figure 4.11 Vue de profil de l'éclaboussement d'une goutte dans un film liquide épais (Bisighini, 2010)

Les gouttelettes converties en paquet DPM sont comparées aux mesures expérimentales de Peduto (2015), aux corrélations expérimentales de Okawa, Shiraishi, and Mori (2006) et aux résultats d'une simulation directe des structures liquides.

Les caractéristiques de la goutte impactant le film liquide sont présentées au Tableau 4.7.

Tableau 4.7 Paramètres de la simulation d'impact d'une goutte dans un film liquide pour validation de la méthode VoF-DPM

Paramètres	Valeurs	Unité
D_p	4.2e-03	<i>m</i>
ρ_l	998	<i>kg/m³</i>
μ_l	1.0e-03	<i>kg/m.s</i>
σ	0.072	<i>N/m</i>
U_p	3.70	<i>m/s</i>
Re	15500	(-)
We	797	(-)
Oh	0.0018	(-)
h^*	4	(-)

Avant d'effectuer la simulation avec transition eulérienne à lagrangienne, la simulation directe des structures liquides est effectuée pour évaluer le raffinement de maillage et la méthode de capture de l'interface eulérienne qui devrait être employée.

4.3.2 Simulation directe des structures liquides

La simulation directe des structures liquides consiste à employer un maillage suffisamment raffiné pour capturer toutes les échelles des structures liquides produites par l'impact de la goutte dans le bassin liquide. La turbulence n'est pas modélisée, car des conditions de régime laminaire sont supposées selon les grandeurs adimensionnelles étudiées. Peduto (2015) a employé cette approche avec la méthode VoF pour développer des corrélations sur la taille et le nombre de gouttelettes secondaires produites par des gouttes impactant des films liquides de différentes épaisseurs. Similairement, Cousin, Berlemont, Menard, and Grout (2012); Menard et al. (2007) ont employé une méthode CLSVoF pour capturer l'atomisation primaire de jets liquides. Il est à déterminer quel niveau de raffinement de maillage est suffisant pour couvrir l'ensemble des échelles des structures liquides et si le couplage de la fonction Level-Set est nécessaire.

La simulation directe de structures liquides produites par des jets est souvent effectuée par LES étant donné la nature turbulente de l'écoulement liquide à la sortie d'un injecteur (Befrui, D'Onofrio, Markle, & Spiekermann, 2015 ; Delteil, Vincent, Erriguible, & Subra-Paternault, 2011 ; Desjardins & Pitsch, 2010 ; Orley et al., 2015 ; Pettit, Coriton, Gomez, & Kempf, 2011). Il est donc nécessaire d'introduire artificiellement des instabilités à l'écoulement par des fluctuations

de vitesses pour créer une atomisation réaliste du jet liquide (Klein, Sadiki, & Janicka, 2003). Dans le cas de l'éclaboussement d'une goutte de petite taille dans un bassin liquide au repos, l'introduction d'instabilités numériques par le schéma d'advection de la fraction de volume combiné à un maillage adaptatif est suffisante pour générer un éclaboussement aux structures liquides de tailles et de formes réalistes.

Le domaine de calcul et le maillage employés dans les simulations de Peduto (2015) sont repris (Figure 4.12). Un algorithme de maillage adaptatif est employé pour minimiser le temps de calcul en optimisant le raffinement de maillage. L'algorithme divise chaque cellule signalée en 8 cellules enfants. Cet algorithme, appelé hanging-node mesh refinement (FLUENT®, 2018), crée des connexions non conformes avec les cellules adjacentes, mais est numériquement stable et peu coûteux. Le maillage est raffiné selon les gradients normalisés de la fraction de volume, $\|\nabla F\|$. Lorsque $\|\nabla F\| > 0.15$, le maillage est raffiné et lorsque $\|\nabla F\| < 0.05$, le maillage perd un niveau de raffinement. L'algorithme est enclenché à tous les 8 pas de temps. Peduto (2015) suggère une discrétisation spatiale uniforme initiale de $D_p/3$ entre chaque cellule de maillage. Il emploie jusqu'à 5 niveaux de raffinement pour que les arêtes des cellules aient une longueur de $D_p/96$ et puissent capturer des gouttelettes secondaires de l'ordre de $100\mu m$. Étant donné les limites de ses ressources de calcul, il n'a pu confirmer si un raffinement supplémentaire n'aurait pas une influence sur les résultats.

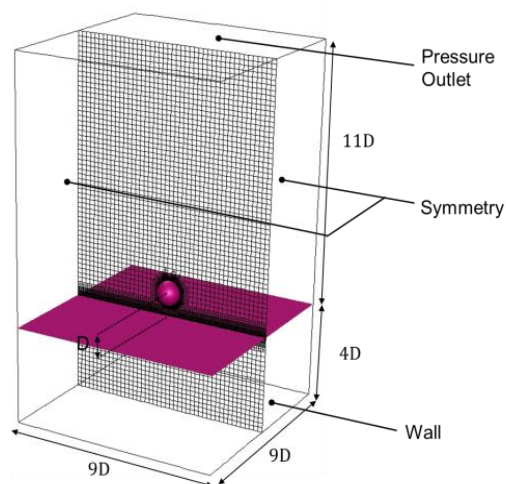


Figure 4.12 Maillage et conditions de frontière employées dans la simulation

Peduto (2015) a employé la méthode VoF pour reconstruire l'interface entre l'air et l'huile dans ses simulations. L'utilisation de la méthode CLSVoF est ici proposée pour améliorer la précision des résultats en offrant un meilleur calcul de la courbure des structures liquides et ainsi une meilleure modélisation de la tension de surface à l'aide de la formulation de Brackbill et al. (1992). Cependant, cette méthode demande plus de temps de calcul. Les deux méthodes sont comparées avec un schéma explicite en temps avec deux limites de raffinement de maillages différentes pour en évaluer l'impact sur les résultats (Figure 4.13). Un aperçu du raffinement de maillage adaptatif pour la simulation CLSVoF-R5 est présenté à la Figure 4.14.

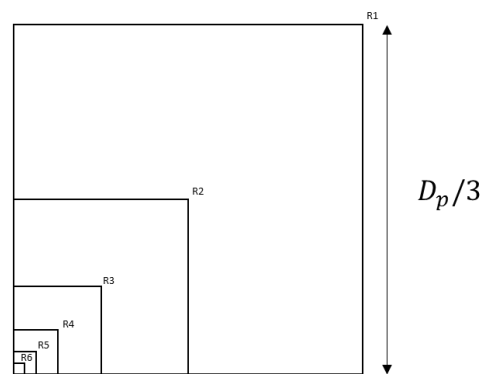


Figure 4.13 Niveaux de raffinement de maillage employés

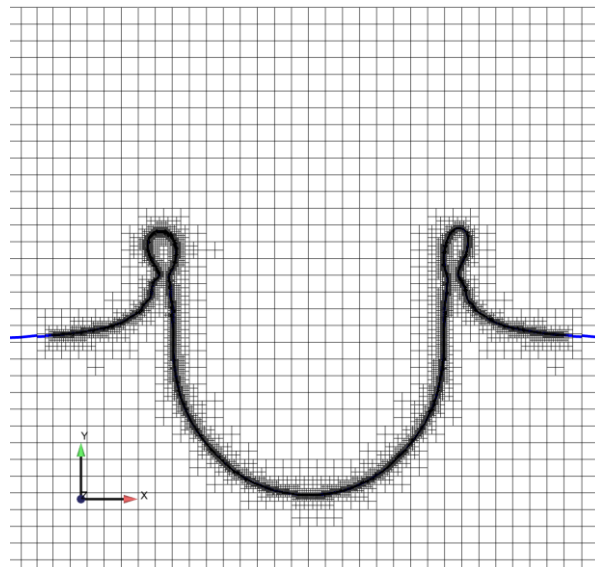


Figure 4.14 Aperçu du raffinement de maillage pour la simulation CLSVoF-R5

Un pas de temps de $1e-06s$ est employé pour respecter la contrainte de stabilité du schéma en temps explicite et respecter les limites en termes de puissance de calcul imposées. Les cas testés sont présentés au Tableau 4.8.

Tableau 4.8 Cas test pour la simulation directe des structures liquides

Cas	Raffinement maximal	CFL
CLSVoF-R5	$D_p/96$	0.16
VoF-R5		
CLSVoF-R6	$D_p/192$	0.32
VoF-R6		

Les simulations sont exécutées jusqu'à ce que la couronne liquide au point d'impact cesse de produire des gouttelettes secondaires. Selon les résultats de Peduto (2015), la couronne liquide perd de l'expansion et commence à se refermer au point d'impact pour $8 < \tau < 12$. Les simulations sont arrêtées à $\tau = 12.33$, ce qui représente 15 000 pas de temps. Les calculs sont effectués en parallèle sur 128 cœurs Xeon à 2.60 GHz.

Les isosurfaces de la fraction de volume liquide à 0.5 sont comparées pour les quatre cas de test pendant le processus d'expansion de la couronne liquide et d'atomisation des ligaments (Figure 4.15 et Figure 4.16). Les structures liquides sont colorées selon leur taille pour faciliter leur identification et leur comparaison. Les caractéristiques des structures liquides ont été obtenues à partir du processus d'identification de l'algorithme VoF-DPM décrit à la section 3.4.1. On remarque que le diamètre des cratères et des couronnes varie très peu entre les différentes méthodes. Cependant, la courbure de la couronne à son point d'attache avec le film liquide diffère visiblement entre la simulation VoF-R5 et CLSVoF-R5.

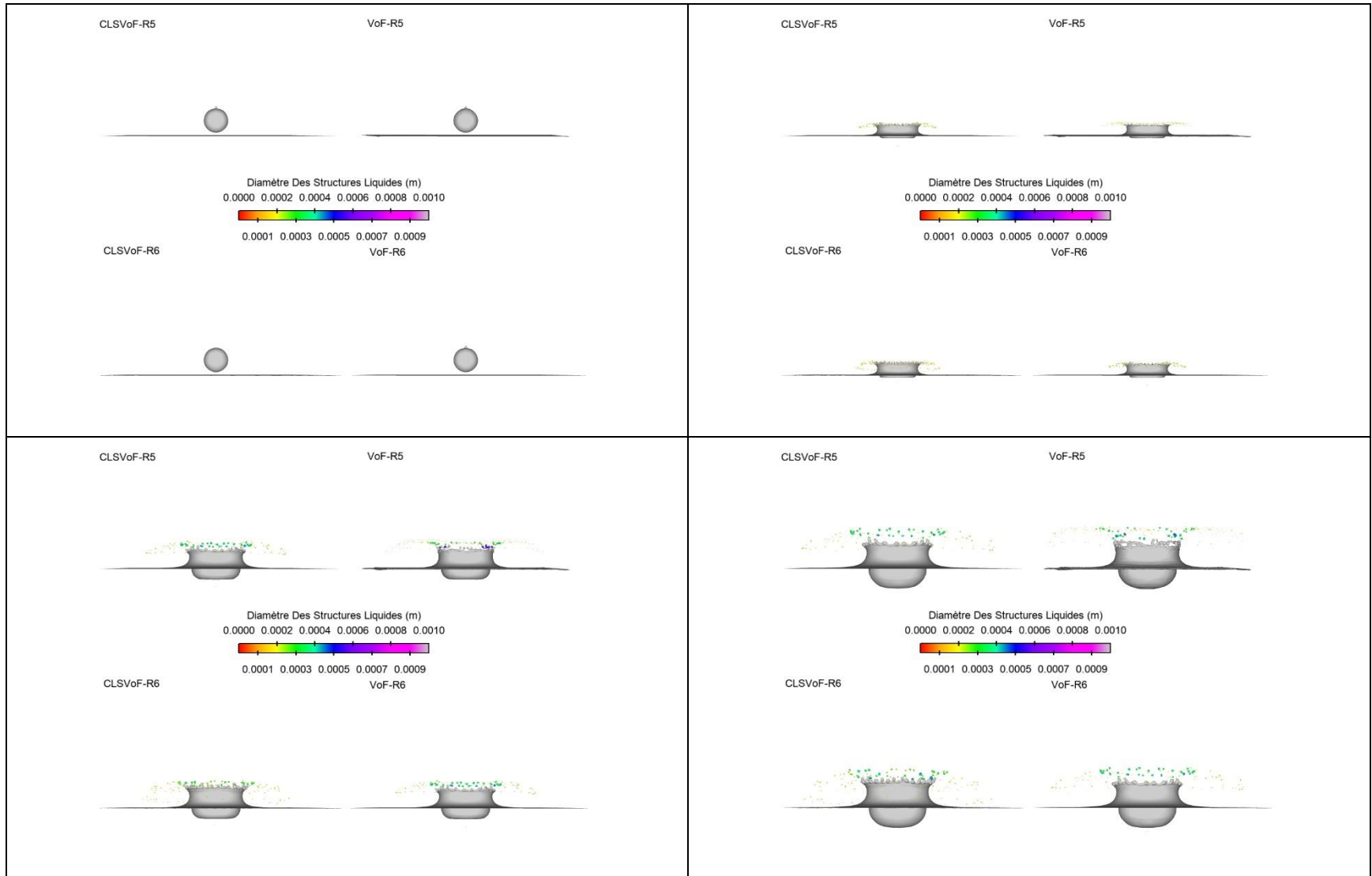


Figure 4.15 Isosurfaces des structures liquides générées par l'éclaboussement d'une goutte dans un bassin liquide ($\tau = 0, 0.9, 1.8, 2.6$)

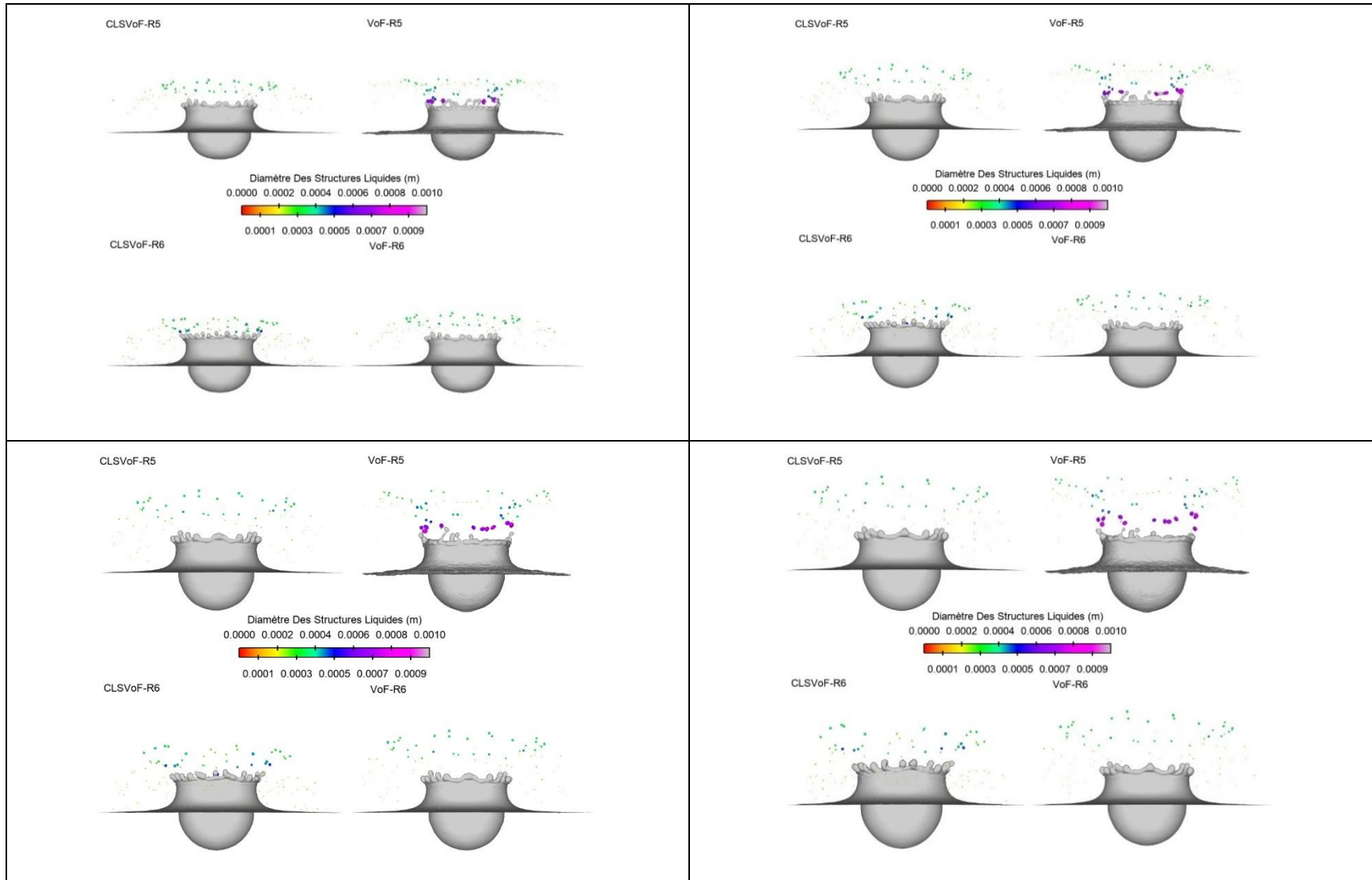


Figure 4.16 Isosurfaces des structures liquides générées par l'éclaboussement d'une goutte dans un bassin liquide ($\tau=3.5; 4.4; 5.3; 6.2$)

Des statistiques sur les propriétés des structures liquides sont comptabilisées à chaque pas de temps pour comprendre l'évolution du processus d'éclaboussement. L'évolution du nombre de structures liquides (Figure 4.17) en fonction du temps se comporte très différemment selon l'utilisation du modèle VoF ou CLSVoF. Les simulations VoF-R5 et VoF-R6 présentent une diminution du nombre de structures liquides en fonction du temps alors que les CLSVoF-R5 et CLSVoF-R6 présentent une évolution. La quantité de structures liquides présentes dans le volume de contrôle à la fin de la simulation VoF-R5 est près de 4 fois moins élevée qu'à la fin des trois autres simulations. La mécanique de l'éclaboussement prévoit, selon les observations expérimentales, la production de gouttelettes par la désintégration des ligaments en périphérie de la couronne liquide. Parmi ces gouttelettes, les plus grosses et les plus rapides s'atomisent pendant leur trajectoire en gouttelettes de tailles inférieures. Le nombre de structures liquides dans le volume de contrôle devrait donc augmenter pendant l'éclaboussement. C'est ce qui est observé dans les simulations employant la méthode CLSVoF. La quantité importante de structures liquides générées par la méthode VoF sur les maillages R5 et R6 pendant les instants suivants l'impact est artificielle. Elle peut s'expliquer par l'erreur numérique engendrée par le raffinement du maillage et l'inconsistance liée au calcul des forces de tension de surface (section 3.1.3.3.2). Une sous-estimation de la tension de surface causée par une erreur dans le calcul des gradients de la fonction VoF peut amener une rupture des ligaments liquides en davantage de gouttelettes de plus petites tailles.

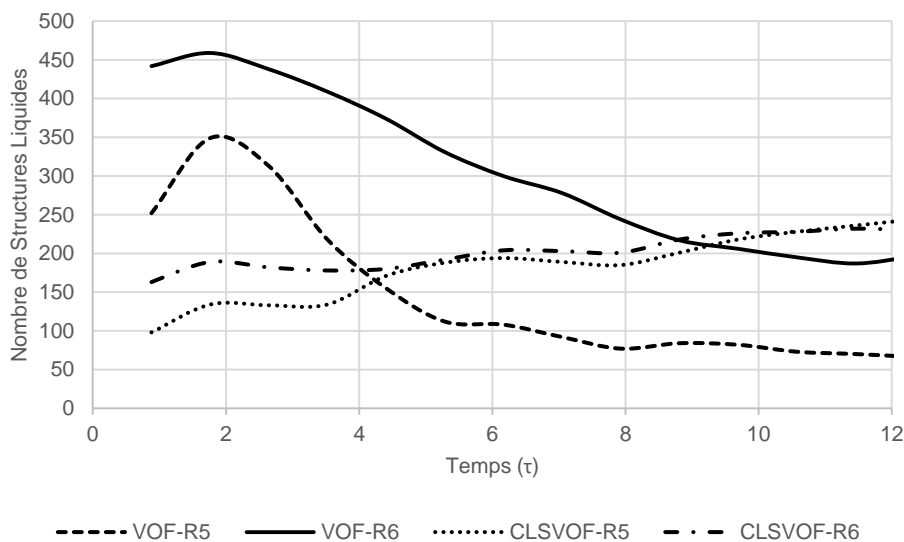


Figure 4.17 Évolution du nombre de structures liquides pendant l'éclaboussement

Le diamètre moyen des structures liquides évolue peu pendant l'éclaboussement (Figure 4.18). Les simulations VoF-R6, CLSVoF-R5 et CLSVoF-R6 convergent vers un diamètre moyen aux environs de 2.0×10^{-4} m. La méthode VoF-R5 présente une augmentation du diamètre moyen en fonction du temps. Ceci s'explique par la diffusion du schéma de reconstruction de l'interface de la méthode VoF. Si une structure liquide devient trop diffuse, elle n'est plus repérée par l'algorithme VoF-DPM (section 3.4.3). Les plus petites structures sont celles qui diffusent en premier et sont donc retirées des statistiques faisant augmenter le diamètre moyen. C'est pourquoi le nombre de gouttelettes diminue avec l'évolution en temps.

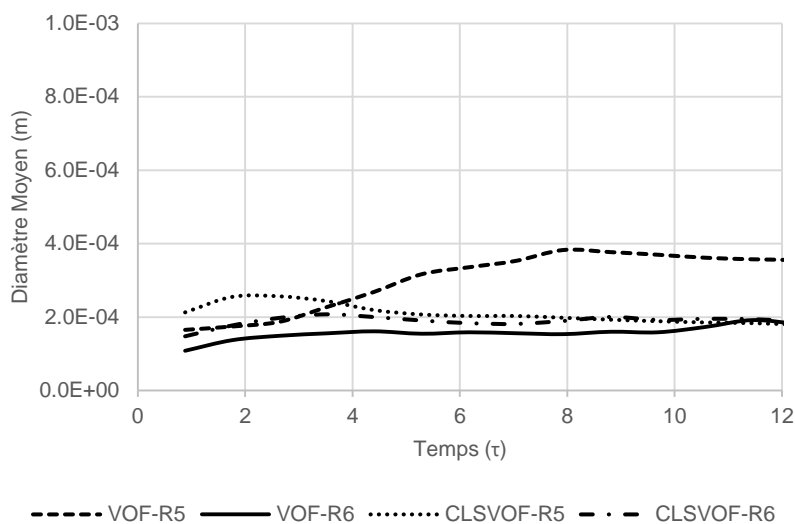


Figure 4.18 Évolution du diamètre moyen des structures liquides pendant l'éclaboussement

La Figure 4.19 présente l'évolution de l'énergie cinétique moyenne des structures pendant l'éclaboussement à partir du nombre de We_1 . Le niveau de raffinement de maillage supplémentaire des simulations VoF-R6 et CLSVoF-R6 permet d'obtenir une meilleure approximation de la vitesse des structures liquides. Si on emploie la simulation CLSVoF-R6 à titre de référence, les courbes des simulations VoF-R5 et CLSVoF-R5 surestiment par plus de 100% l'énergie cinétique des structures liquides lorsque $\tau < 6$. Cette surestimation s'atténue pour la simulation CLSVoF-R5 lorsque $\tau > 6$.

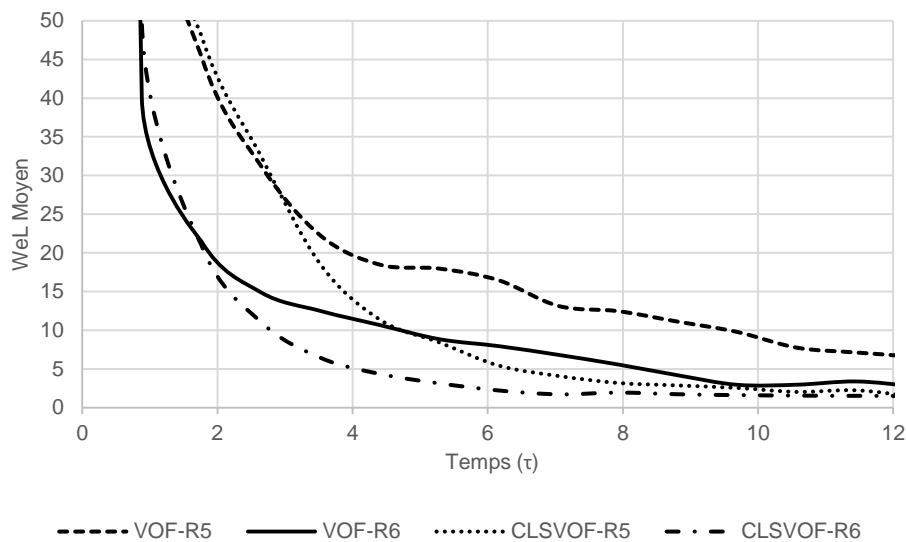


Figure 4.19 Évolution du nombre de We_L moyen des structures liquides pendant l'éclaboussement

En employant un niveau de raffinement de maillage supplémentaire, les forces de tension de surface et de traînée affectant les structures liquides peuvent être mieux estimées. Une diminution de la taille des cellules à l'interface (passage de R5 à R6) amène une diminution de l'asphéricité moyenne des structures liquides (Figure 4.20). La méthode CLSVoF contribue aussi à diminuer l'asphéricité des structures liquides. La fonction Level-Set permet une meilleure estimation de la courbure à l'interface et donc une meilleure approximation des forces de tension de surface. Lorsque les forces de tension de surface sont du même ordre de grandeur que celles des forces aérodynamiques, la forme de la structure liquide se rapproche de celle d'une sphère. La vitesse des gouttelettes secondaires générées par l'éclaboussement de la goutte étudiée dans cette simulation fait en sorte que les forces aérodynamiques sont d'un ordre similaire aux forces de tension de surface. Il en résulte que les structures liquides devraient avoir une asphéricité proche de zéro. Il faut mentionner que les forces visqueuses peuvent mener à des déformations de faible amplitude des structures liquides (Hsiang & Faeth, 1992).

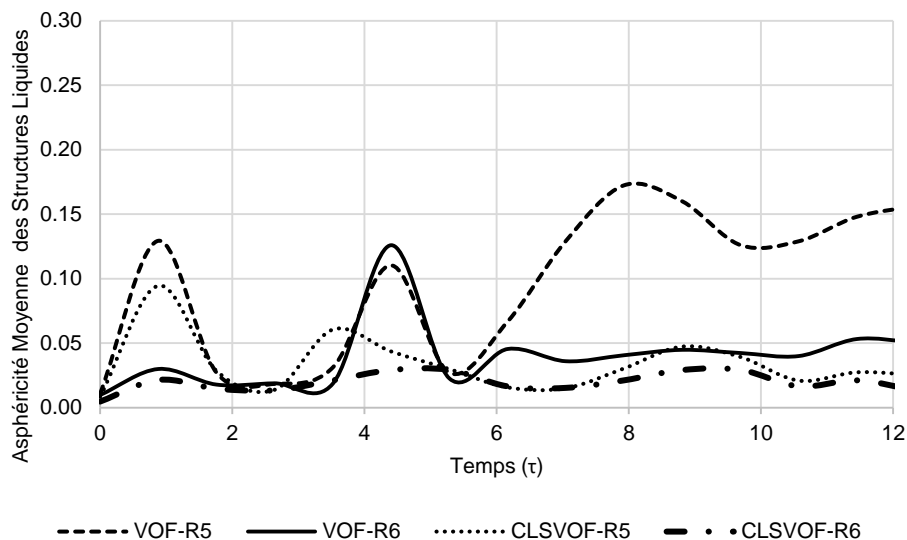


Figure 4.20 Évolution de l'asphéricité moyenne des structures liquides pendant l'éclaboussement

Les simulations employant la méthode CLSVoF sur les maillages R5 et R6 ont généré des structures liquides dont l'asphéricité moyenne est inférieure à 0.10. Par ailleurs, l'écart-type (non affiché) des mesures d'asphéricité provenant des simulations employant la méthode CLSVoF est près de deux fois plus faible que pour la méthode VoF sur les mêmes maillages. Il en résulte que le couplage de la fonction Level-Set à la méthode VoF semble être une nécessité pour simuler avec précision les structures liquides produites par l'éclaboussement d'une goutte dans un film liquide. Un niveau de raffinement de maillage R5 est suffisant pour obtenir un compte précis du nombre et de la taille des gouttelettes. Cependant un raffinement de maillage R6 est nécessaire pour obtenir une estimation précise de l'énergie cinétique des structures liquides. Étant donné la puissance de calcul importante requise par la simulation CLSVoF-R6 (Tableau 4.9), le maillage R5 est sélectionné pour continuer l'étude. Le manque de mesures expérimentales sur la vitesse des gouttelettes secondaires générées par l'éclaboussement d'une goutte dans un film liquide fait en sorte qu'il n'est pas possible d'évaluer les conséquences réelles de ce choix de maillage sur le champ de vitesse de la simulation.

Tableau 4.9 Puissance de calcul nécessaire pour effectuer les 15 000 pas de temps de chaque simulation

Méthode / Maillage (CPU.hr)	R5	R6
VoF	4.61e03	4.30e04
CLSVoF	3.07e04	1.29e05

4.3.3 Mesures expérimentales

Les gouttelettes secondaires générées par l'éclaboussement de la goutte ont été mesurées par Peduto (2015) à partir d'un système d'acquisition d'images. Des images dans le plan orthogonal au bassin d'impact et parallèle à la lentille ont été obtenues. Ces images ont été ensuite analysées par un programme pour détecter et filtrer les spectres de gris pour permettre la détection des structures liquides. La calibration effectuée a permis de démontrer une capacité à mesurer des points ayant des diamètres aussi petits que $100 \mu m$. Le cercle de confusion, correspondant à la distance minimale entre deux points détectés, a été évalué à $40 \mu m$. L'expérience n'a cependant pas identifié de gouttelettes inférieures à $170 \mu m$. L'incertitude des mesures de Peduto (2015) est présentée au Tableau 4.10.

Tableau 4.10 Incertitude sur les mesures expérimentales

Classe de taille de gouttelettes	Incertitude
$D_p < 170 \mu m$	<i>Voir note</i>
$170 \mu m \leq D_p < 200 \mu m$	4%
$200 \mu m \leq D_p < 300 \mu m$	3%
$D_p \geq 300 \mu m$	2%

Note : Aucune gouttelette détectée dans cette classe alors l'incertitude n'a pas été calculée

Les images capturées aux temps $\tau \approx 1.25, 2.25$ et 5.25 sont comparées aux isosurfaces des structures liquides obtenues par la simulation CLSVoF-R5 à la Figure 4.21. À partir de ces images, la taille et la forme des gouttelettes secondaires obtenues par la simulation numérique semblent correspondre aux observations expérimentales.

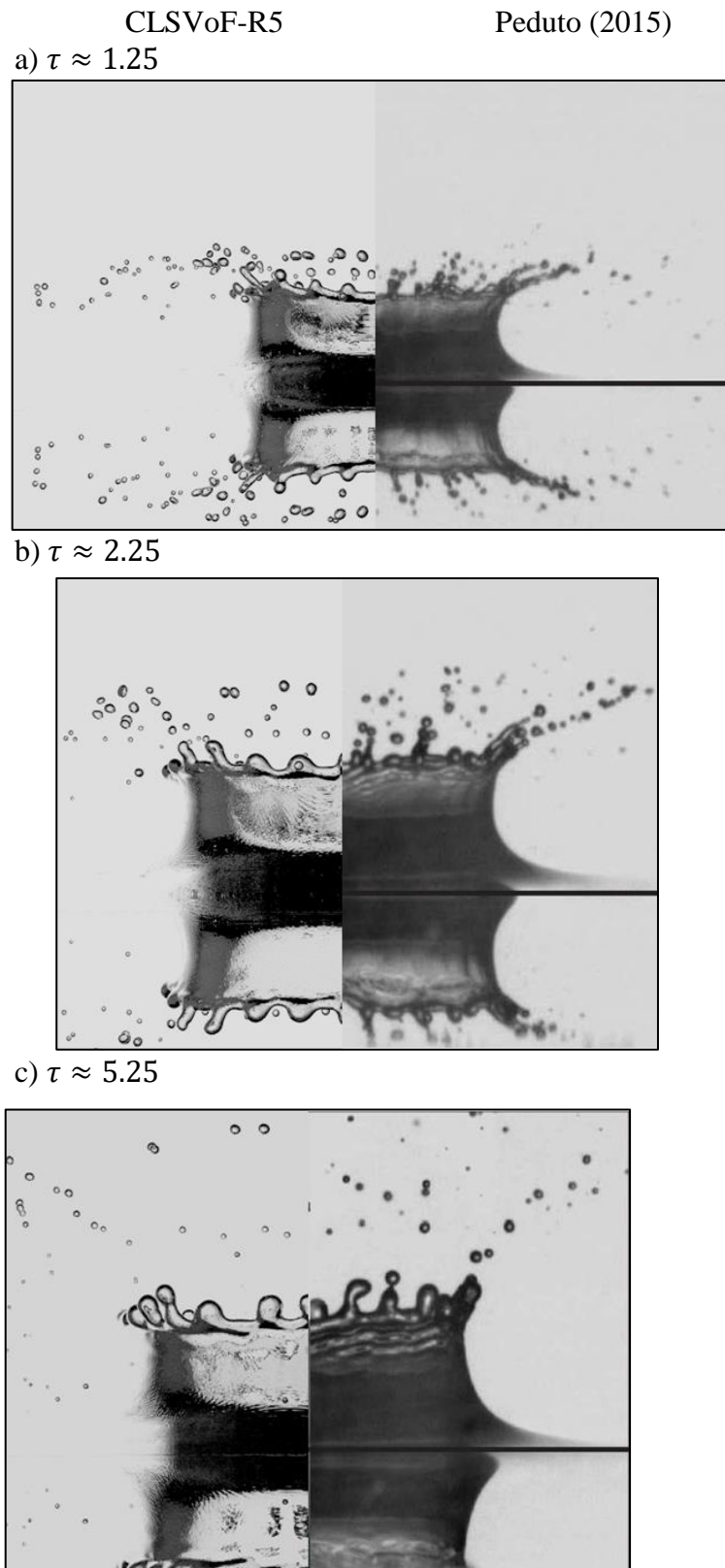


Figure 4.21 Simulation directe des structures liquides et images expérimentales de Peduto (2015)

Au temps $\tau \approx 1.25$, les gouttelettes secondaires sont situées en périphérie de la couronne. L'angle d'éjection des gouttelettes est entre 20 et 30 degrés par rapport à l'horizontale. À $\tau \approx 2.25$, les gouttelettes secondaires prennent de l'altitude et les ligaments s'épaississent. L'angle d'éjection des gouttelettes est entre 40 et 50 degrés par rapport à l'horizontale. Vers $\tau \approx 5.25$, certaines des gouttelettes secondaires se retrouvent déjà à des distances faisant plusieurs fois le rayon du cratère. On remarque que les ligaments sont moins allongés, mais plus épais. L'angle d'éjection des gouttelettes est entre 70 et 90 degrés par rapport à l'horizontale. La simulation numérique ne réussit pas à capturer les vagues de faibles amplitudes en surface près de la couronne qui donnent un aspect rugueux à l'interface air/liquide. Ces instabilités de surface sont possiblement filtrées par le modèle d'écoulement laminaire. Les mêmes observations peuvent être constatées dans les résultats du modèle VoF de Peduto (2015).

Peduto (2015) mentionne mesurer toutes les gouttelettes pendant la durée de l'éclaboussement soit jusqu'à approximativement $\tau = 13$. Selon les résultats numériques obtenus, certaines grosses gouttelettes se fragmentent en plus petites structures et d'autres se percutent. Il est incertain comment Peduto a comptabilisé les gouttelettes qui se sont brisées et celles qui sont entrées en contact. Du côté numérique, l'analyse des gouttelettes est effectuée en fonction du temps adimensionnel. La Figure 4.22 compare la distribution des diamètres de gouttelettes secondaires mesurée, D_{sec} , aux diamètres des structures liquides obtenues par la méthode de référence CLSVoF-R5 au temps $\tau = 2.64$ et $\tau = 13.21$. Les résultats numériques démontrent qu'une moyenne temporelle des diamètres des gouttelettes ne peut être effectuée, car la distribution des diamètres se déplace vers la gauche entre $\tau = 2.64$ et $\tau = 13.21$. Le diamètre moyen des gouttelettes est supérieur au temps $\tau = 2.64$ par rapport au temps $\tau = 13.21$. De plus, plusieurs des grosses gouttelettes obtenues à $\tau = 2.64$ ne sont pas retrouvées à $\tau = 13.21$, et davantage de petites gouttelettes ($D_{sec}/D_p < 0.05$) sont obtenues à $\tau = 13.21$. Ces observations confirment que plusieurs grosses gouttelettes se sont fragmentées en plus petites gouttelettes pendant le processus d'éclaboussement.

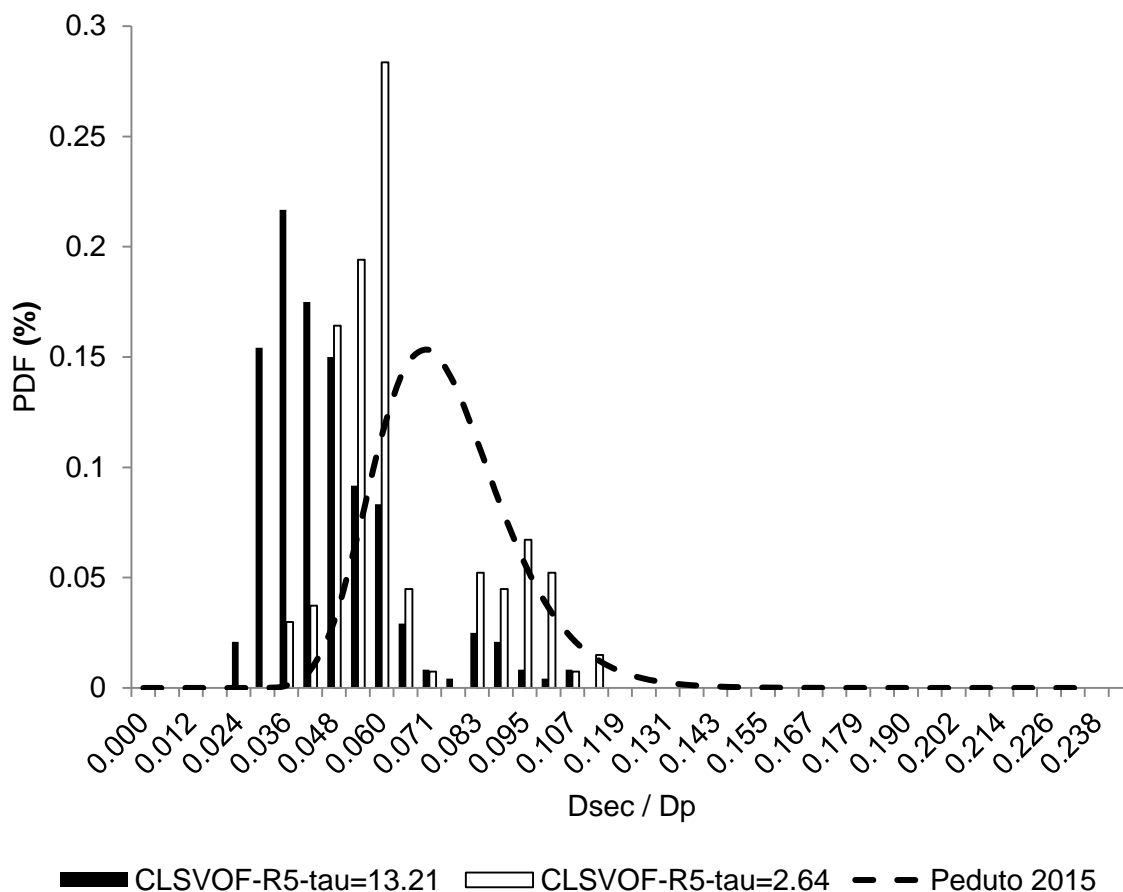


Figure 4.22 Comparaison des distributions de probabilité des diamètres de gouttelettes secondaires entre les mesures expérimentales et les résultats de simulation numérique directe.

Les mesures de Peduto (2015) suivent une distribution log-normale avec un diamètre moyen $D_{10} = 309\mu m \approx 0.073 D_{sec}/D_p$ et un écart-type $\sigma_{\log} = 0.43$. Peduto n'a mesuré que 74 gouttelettes comparativement aux 244 présentes à $\tau = 13.21$. Le plus petit diamètre mesuré expérimentalement ($170\mu m$) est deux fois supérieur au plus petit diamètre obtenu à partir des simulations numériques ($84\mu m$). Il est possible que la méthode employée par Peduto pour mesurer les gouttelettes ait une erreur d'identification des gouttelettes plus importante qu'estimée étant donnée la similarité entre les images numériques et les images expérimentales de la Figure 4.21. Pour confirmer cette hypothèse, les résultats des expériences et des recherches dans Okawa et al. (2006) sont combinés pour offrir une seconde source de validation des résultats numériques. Les corrélations suivantes (4.6 et 4.7) pour le diamètre arithmétique moyen, D_{10} , et le nombre de

gouttelettes secondaires, $n_{D_{sec}}$, a été obtenu à partir des graphiques contenus dans la publication de Okawa et al. (2006).

$$\frac{D_{10}}{D_p} \approx 0.06 \quad 4.6$$

$$n_{D_{sec}} \approx 7.84e - 06 \left(WeOh^{-0.4} \right)^{1.8} \quad 4.7$$

Pour évaluer si l'absence de mesures de petites gouttelettes par Peduto est responsable de la grande disparité entre les mesures expérimentales et les résultats numériques, les structures liquides dont le diamètre est inférieur à $170\mu m$ ont été filtrés. Les statistiques ont été réévaluées et sont comparées aux corrélations des expériences de Okawa et al. (2006) et aux mesures de Peduto (2015) dans le Tableau 4.11.

Tableau 4.11 Statistiques sur les distributions de tailles de gouttelettes et comparaison avec les mesures expérimentales

	Okawa et al. (2006) <i>Corrélation Exp.</i>	Peduto (2015) <i>Mesures Exp.</i>	CLSVoF-R5 $\tau = 2.64$	CLSVoF-R5 $\tau = 13.21$
$D_{10} (\mu m)$	252		255	179
σ_{log}		0.43	0.29	0.33
$n_{D_{sec}}$	125		134	244
$D_{10}(D_{sec} > 170\mu m)$		309	263	233
$n_{D_{sec}}(D_{sec} > 170\mu m)$		74	125	112

Le diamètre arithmétique moyen, D_{10} , et le nombre de gouttelettes, n_{sec} , obtenus par les corrélations de Okawa et al. (2006) sont similaires à ceux obtenus par CLSVoF-R5 $\tau = 2.64$. Cependant, ils diffèrent des mesures obtenues à CLSVoF-R5 $\tau = 13.21$. Il est incertain si les

mesures de Okawa et al. (2006) incluent les petites gouttelettes générées par la fragmentation des plus grosses pendant la durée de l'éclaboussement. Après avoir éliminé les gouttelettes dont le diamètre est inférieur à $170\mu m$, les mesures de Peduto deviennent similaires à plus ou moins 15% des résultats numériques. Cependant, l'écart-type de la distribution log-normal des mesures de Peduto est 50% plus important que l'écart-type de la distribution numérique obtenu à $\tau = 2.64$. Ceci est en partie causé par la mesure de quelques gouttelettes dont le diamètre est supérieur à $600\mu m$ alors qu'aux temps $\tau = 2.64$ et 13.21 , les plus grosses gouttelettes mesurées numériquement étaient de 470 et $431\mu m$. Ces différences pourraient être dues à la formulation de la tension de surface dans le modèle numérique. Une sous-estimation des forces de tension de surface par le modèle CSF de Brackbill et al. (1992) expliquerait la tendance des gouttelettes à se fragmenter davantage pendant le processus d'éclaboussement. De plus, il a été observé que le modèle de tension de surface CSF engendre des courants artificiels dans les structures liquides dont la résolution est limitée à quelques cellules de maillage (Jamet, Torres, & Brackbill, 2002). Ces courants contribuent à la déformation de l'interface air/liquide et à sa rupture. La taille des gouttelettes obtenues dépend grandement de la modélisation des forces de tension de surface. C'est pourquoi l'emploi d'un modèle de transition eulérienne-lagrangienne du type VoF-DPM permet de réduire cette dépendance, car lorsque les structures deviennent du même ordre de grandeur que les cellules de maillage, elles sont remplacées par des paquets lagrangiens et il n'est plus nécessaire de modéliser les forces de tension de surface.

4.3.4 Simulation de type VoF-DPM

La simulation CLSVoF est refaite sur le maillage R5 en activant la transition des structures liquides d'une modélisation eulérienne à lagrangienne. Les structures liquides sont converties si elles ont une taille entre 10 et $1000\mu m$ et si leur asphéricité est inférieure ou égal à 0.1. Après qu'une structure soit convertie, les cellules qui avaient été raffinées pour capturer l'interface gaz/liquide reprennent leur taille originale au pas de temps suivant. Si après une transition, le volume du paquet lagrangien représentant la structure liquide représente plus de 10% du volume de la cellule de calcul dans laquelle il se situe, le paquet est divisé en sous-paquets contenant chacun une fraction de la structure liquide. Cette procédure est employée pour réduire l'intensité du couplage lagrangien-eulérien entre les paquets lagrangiens et l'air de description eulérienne. Le modèle de rupture TAB de O'Rourke and Amsden (1987) est activé pour prendre en considération la rupture des structures liquides lagrangiennes. Le modèle TAB est présenté dans l'annexe.

Les résultats obtenus par la simulation CLSVoF-DPM sont comparés aux résultats de la simulation CLSVoF. La Figure 4.23 compare les isosurfaces de la fraction de volume à $F = 0.5$, en magenta, et les structures liquides colorées selon leur diamètre. Les structures liquides lagrangiennes sont représentées par des sphères dans la simulation CLSVoF-DPM. On remarque que les structures liquides lagrangiennes dans la simulation CLSVoF-DPM ont franchi une distance plus importante par rapport au lieu de l'impact initial. Il est donc possible d'affirmer que leurs vitesses ont été affectées par le changement de description eulérienne à lagrangienne. À proximité de la couronne, on remarque des gouttelettes lagrangiennes de tailles supérieures à $600\mu m$ qui ne sont pas présentes à cette position dans la simulation CLSVoF. Leur absence peut s'expliquer par le fait qu'elles se sont peut-être déjà brisées en plus petites gouttelettes. On peut compter aussi davantage de gouttelettes entre 100 et $300\mu m$ à proximité de la couronne dans la simulation CLSVoF.

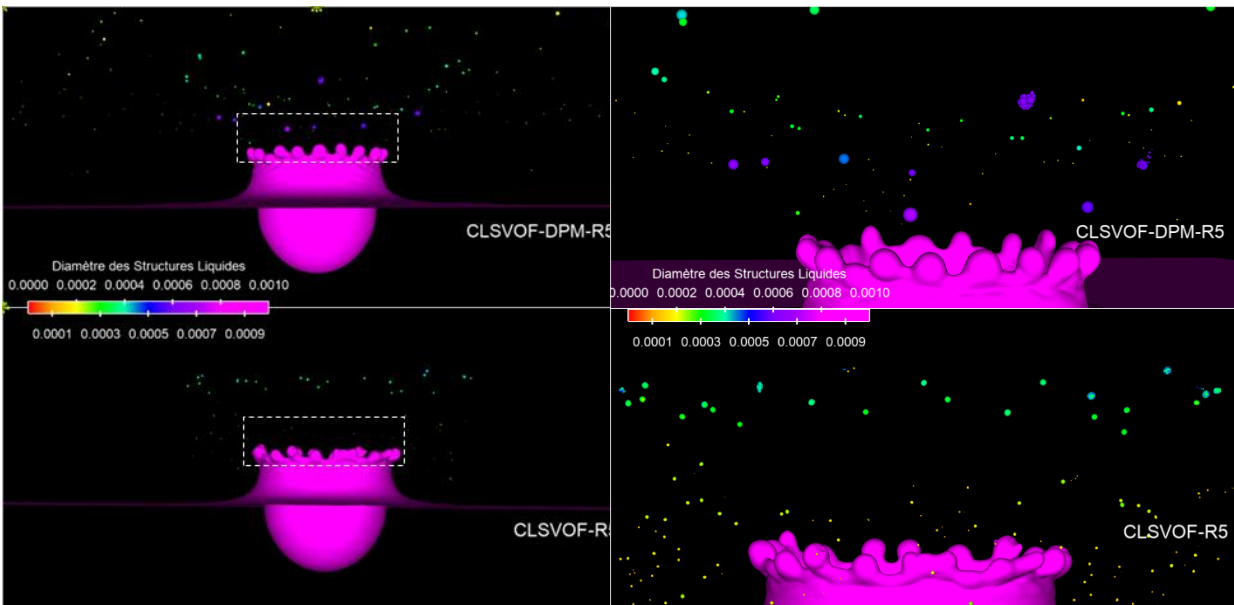


Figure 4.23 Comparaison au temps $\tau = 7.92$ des structures liquides obtenues par la méthode CLSVoF avec celles modélisées par une formulation lagrangienne par la méthode CLSVoF-DPM

Les évolutions de la taille moyenne des gouttelettes, de leur quantité et du nombre de We_1 moyen sont présentées aux Figure 4.24, Figure 4.25 et Figure 4.26. Le diamètre moyen des structures liquides lagrangiennes de la simulation CLSVoF-DPM est très similaire aux diamètres moyens des structures liquides de la simulation CLSVoF jusqu'à $\tau = 8$. Cependant, lorsque $\tau \rightarrow 13.21$, le diamètre moyen des structures lagrangiennes est légèrement plus important que celui des structures liquides eulériennes. Ceci s'explique possiblement par le fait que le modèle d'atomisation TAB a sous-estimé l'atomisation des structures lagrangiennes comparativement aux prédictions de la simulation CLSVoF. Le nombre de structures lagrangiennes évolue à un même rythme que le nombre de structures eulériennes dans la simulation. Ceci confirme que les structures eulériennes qui se détachent de la couronne liquide satisfont déjà le critère d'asphéricité du modèle et sont rapidement transformées en structure lagrangienne. Cette constatation démontre le potentiel du modèle de transition pour la diminution du temps de calcul.

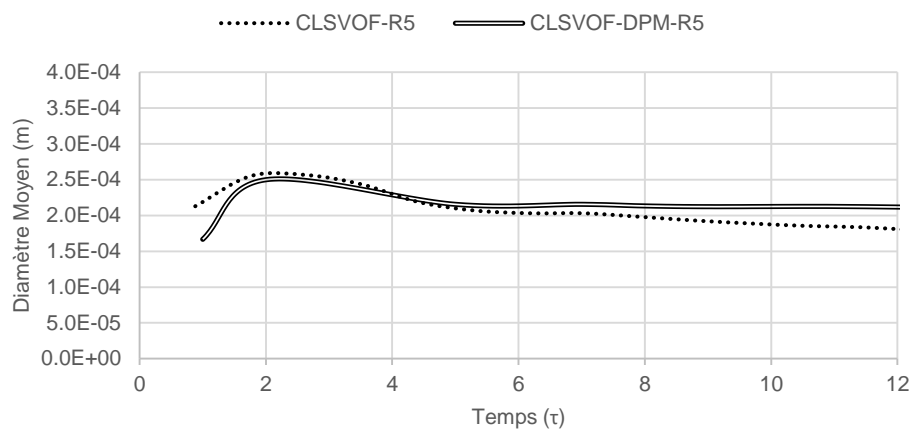


Figure 4.24 Évolution du diamètre moyen des structures liquides

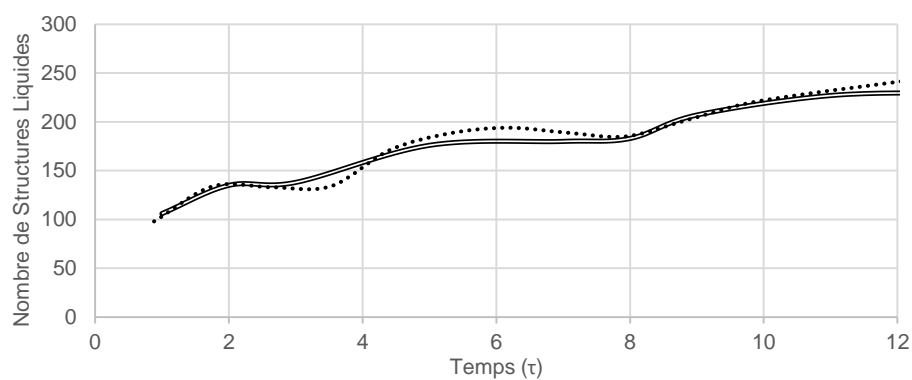


Figure 4.25 Évolution du nombre de structures liquides

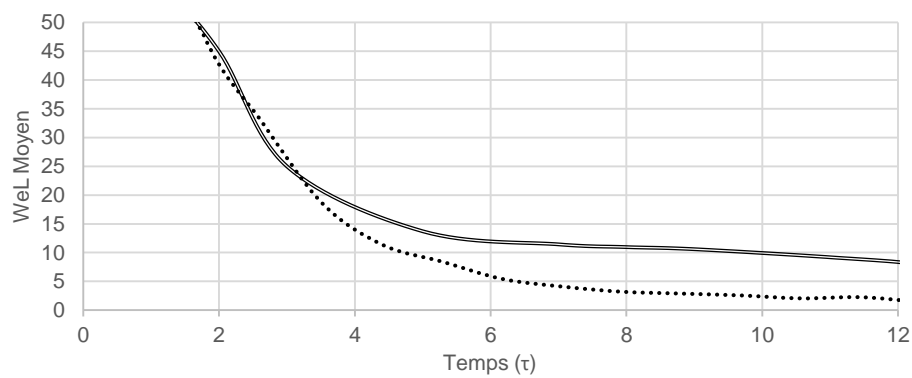


Figure 4.26 Évolution du nombre de WeL moyen des structures liquides

Les résultats des deux simulations concordent moins lorsqu'on compare le nombre de We_1 moyen. La simulation CLSVoF-DPM surévalue la vitesse des structures lagrangiennes. Cet écart a deux justifications. Lors d'une transition, la structure liquide eulérienne est retirée en imposant $F_l = 0$ aux cellules qui la forme et en leur retirant de la quantité de mouvement à partir de termes sources. L'application de ces termes sources combinée à l'algorithme de raffinement de maillage semble entraîner une accélération locale non négligeable du paquet lagrangien. Cet effet est similaire à ce qui a été observé pour la quantité de mouvement lors de la transition DPM-VoF en 4.2.3. On peut aussi justifier l'écart de vitesse entre le paquet lagrangien et la structure eulérienne par les limitations du modèle TAB employé pour déterminer le coefficient de traînée de la gouttelette. Comme expliqué dans l'annexe, une équation différentielle doit être solutionnée pour déterminer le changement de forme des structures lagrangiennes en fonction des forces aérodynamiques. Cette équation différentielle nécessite comme condition frontière la forme initiale de la structure lagrangienne. Cependant, aucune information sur la forme de la structure liquide n'est transférée au paquet lagrangien lors du processus de transition VoF-DPM. L'équation différentielle suppose donc une forme parfaitement sphérique ce qui mène à une sous-évaluation du coefficient de traînée. Il serait possible d'employer un calcul similaire à celui effectué pour l'asphéricité pour évaluer l'allongement d'une structure liquide et employer cette valeur comme condition initiale du modèle de déformation de gouttelette TAB. Dans le cadre de cette thèse, les recherches n'ont pas été approfondies davantage sur cet aspect, mais les détails de cette investigation ont été communiqués aux développeurs d'ANSYS et font l'objet déjà d'une prochaine investigation.

La distribution de diamètres des structures liquides eulériennes de la simulation CLSVoF est comparée à la distribution de diamètres des structures lagrangiennes de la simulation CLSVoF-DPM au temps $\tau = 13.21$ à la Figure 4.27. La distribution de probabilité issue des mesures expérimentales de Peduto y est aussi affichée. On remarque que des structures liquides de plus grandes tailles font partie de la distribution de diamètres de la simulation CLSVoF-DPM. On en déduit que des structures liquides de grande taille ont été converties en structures lagrangiennes et n'ont pas subi de rupture subséquente. Le modèle d'atomisation secondaire TAB surestime possiblement le temps avant lequel les gouttelettes se fragmentent. Malgré la présence de ces diamètres plus importants, les distributions de diamètres entre les simulations CLSVoF et CLSVoF-DPM sont très similaires. En termes de temps de calcul, la simulation directe des

structures liquides sur un maillage R5 a nécessité un total de $3.7e04$ CPU.hr alors que la simulation employant le modèle de transition VoF-DPM a nécessité $2.4e04$ CPU.hr, ce qui est près de 2 fois moins.

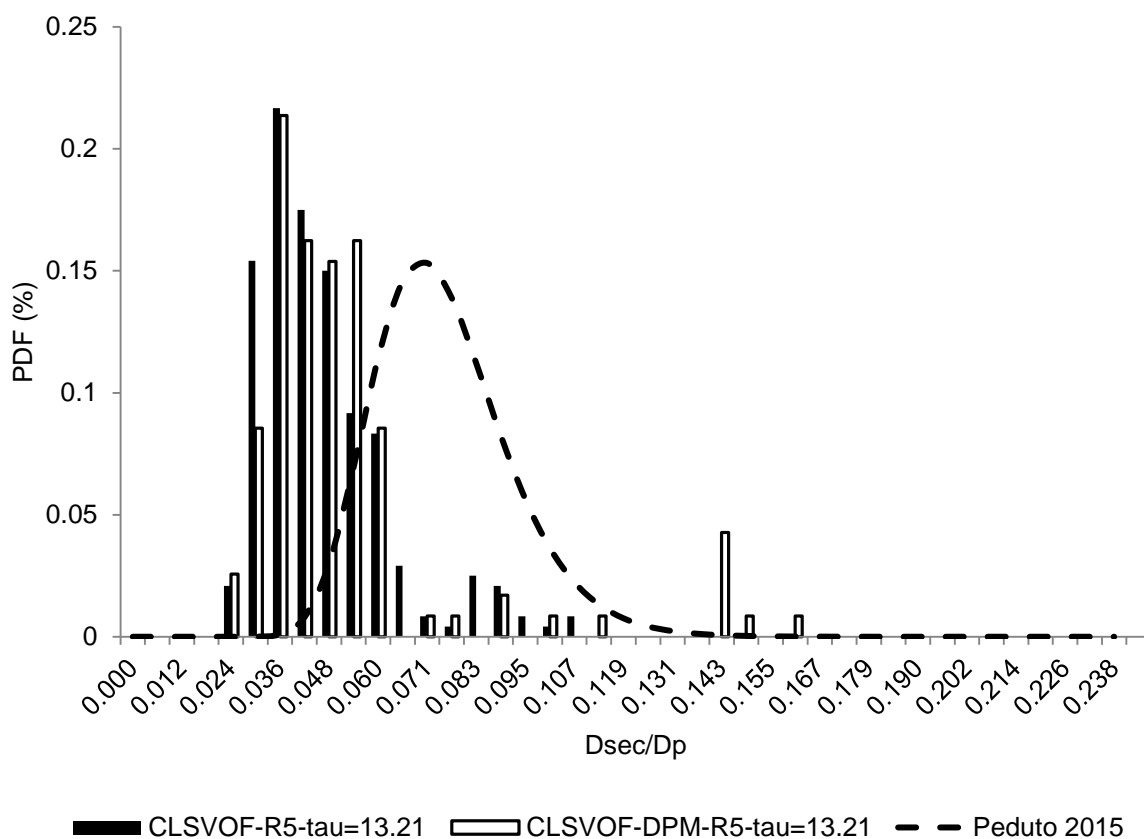


Figure 4.27 Distribution des diamètres des structures liquides

Il est donc possible d'affirmer que l'utilisation d'un mécanisme de transition des structures liquides d'une modélisation eulérienne à lagrangienne peut approximer une simulation directe des structures liquides à moindre coût.

CHAPITRE 5 APPLICATION SUR UNE CAVITÉ DE ROULEMENT

L'outil numérique présenté au chapitre 3 et dont les différents mécanismes qui en font son originalité ont été testés au chapitre 4 est appliqué sur une cavité de roulement idéalisée de moteur d'aéronef. On fait référence à cet outil numérique par l'appellation DPM-VoF-DPM, car il combine le mécanisme de transition de modélisation lagrangienne à eulérienne (DPM-VoF) au mécanisme de transition de modélisation lagrangienne à eulérienne (VoF-DPM). L'hypothèse est que si l'outil DPM-VoF-DPM capture correctement les échanges de masses et de quantité de mouvement entre l'écoulement dispersé (gouttelettes d'huiles) et l'écoulement stratifié (film d'huile), la distribution de l'épaisseur du film d'huile sur les parois d'une cavité de roulement devrait être similaire aux mesures expérimentales.

5.1 Plage d'opération des cavités de roulement

Les plages d'opérations des cavités de roulements des moteurs de P&WC et de R-RC, dont les principales distinctions ont été soulevées à la section 1.2, sont comparées à des expériences publiées où des mesures de film d'huile ont été prélevées. Les graphiques de la Figure 5.1 présentent une estimation des caractéristiques physiques des films d'huile dans les cavités de P&WC et de R-RC. Les plages de différentes études sur des cavités simplifiées ont été ajoutées. Les nombres sans dimension de la section 1.5 ont été employés avec des tailles approximatives de cavités de roulement (R_1 et R_2) obtenues à travers la littérature et à partir des ressources de P&WC. Une des différences majeures entre les cavités industrielles et les cavités expérimentales est la pression de l'air dans la cavité. Les cavités industrielles sont alimentées en air comprimé par les étages des compresseurs axiaux et radiaux du moteur. Les pressions sont donc nettement plus importantes que ce qu'il est possible d'obtenir en laboratoire. Similairement, les plages de températures affectent grandement les propriétés des fluides. Le ratio de masse volumique des fluides est un facteur important alors que le rôle de la viscosité dynamique est moins significatif étant donné que l'écoulement est dominé par les effets de la viscosité turbulente. Les fluides employés en laboratoire ne peuvent que couvrir une fraction des propriétés de l'huile et de l'air rencontrés dans les moteurs d'avion, car les températures de l'huile doivent rester dans la plage d'opération des matériaux transparents permettant un accès aux appareils de mesures optiques. Il est possible d'obtenir des conditions de similitude en employant des similis fluides faits de

polymère permettant l'obtention de viscosité similaire à celle de l'huile aéronautique à haute température (Glahn et al., 2003). Comme mentionné auparavant, les vitesses de rotation et la taille des cavités diffèrent grandement entre les designs de R-RC et de P&WC. Étant donné que les études effectuées jusqu'à présent ont été financées surtout par R-RC, la plage de données expérimentales disponible dans la littérature ne couvre pas les conditions d'opération critiques des moteurs de P&WC. Des tests en laboratoires employant des arbres à très hautes vitesses (25 000 rpm et plus) restent à être effectués.

Selon la Figure 5.1, les cavités de R-RC sont plus convectives alors que les forces visqueuses et les accélérations centrifuges sont plus importantes dans celles de P&WC. Les deux constructeurs conçoivent des cavités dont la plage d'opération est similaire pour We_Ω . On peut donc supposer que les régimes d'atomisation des structures liquides doivent être semblables entre les cavités. La cavité de roulement expérimentale testée par Wolfram Kurz, Dullenkopf, and Bauer (2012) est particulièrement intéressante pour l'évaluation de l'outil DPM-VoF-DPM, car elle couvre en partie la plage d'opérations des cavités de roulement de Pratt & Whitney Canada et présente la plage de Re_g la plus élevée entre les trois cavités expérimentales. La cavité testée par Gorse et al. (2006) partage aussi une large plage d'opération avec celles des cavités industrielles. L'objectif de l'étude de Gorse et al. (2006) était d'évaluer un modèle de film 2D en prélevant des mesures de films d'huile sur différentes géométries de cavités de roulement, mais peu d'information a été publiée sur les géométries employées.

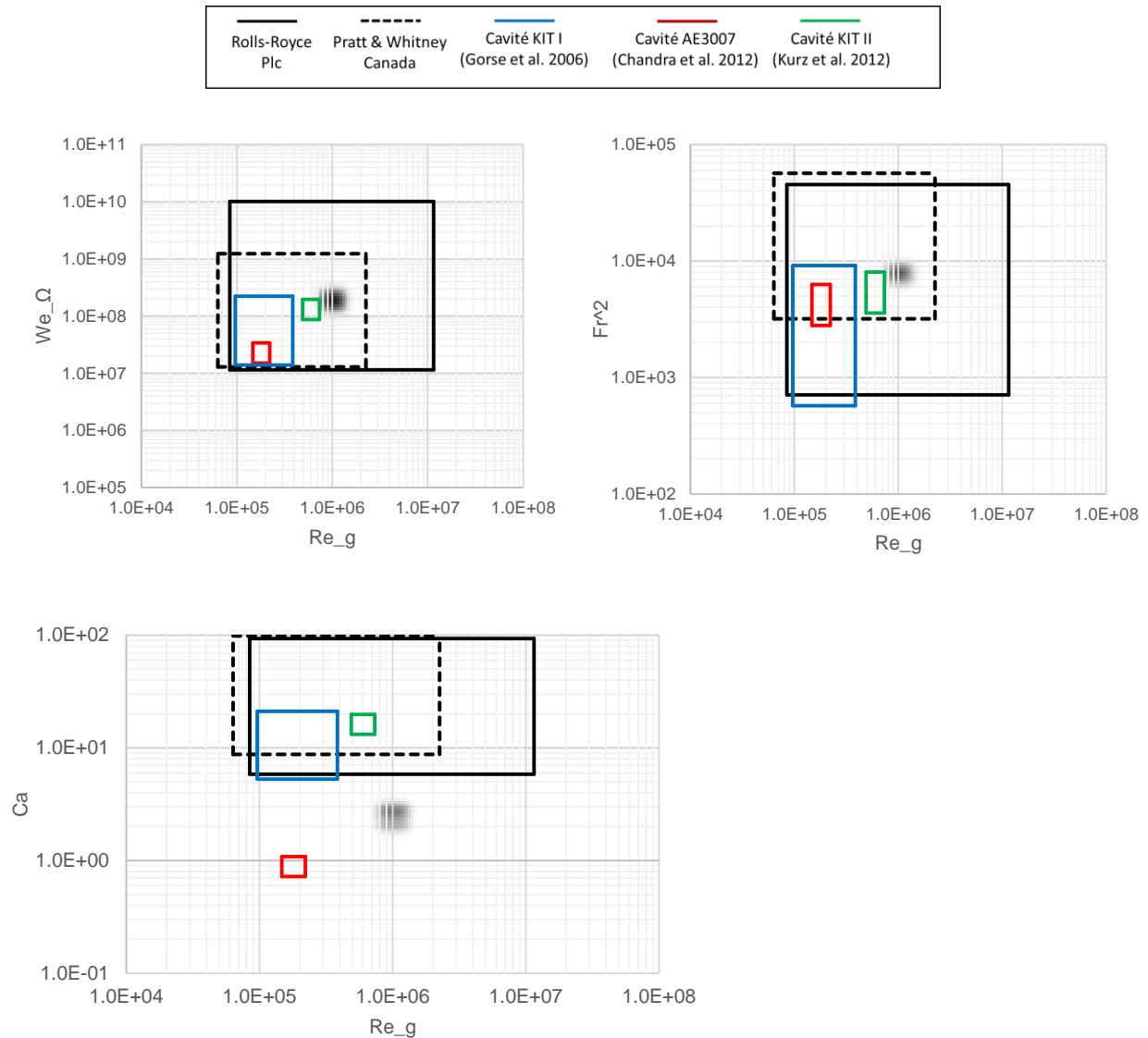


Figure 5.1 Comparaison des régimes d’opération des cavités de Rolls-Royce Plc et de Pratt & Whitney Canada avec différentes expériences sur des cavités simplifiées provenant de la littérature selon différents nombres sans dimension

5.2 La Cavité de roulement de KIT II

Le film d’huile de la cavité de Wolfram Kurz et al. (2012) a été mesuré à partir de sondes capacitives. L’expérience a été effectuée à Karlsruhe Institute of Technology (KIT).

5.2.1 Description

La zone de test a été conçue pour faciliter la capture d'images, la pose des sondes et aussi la modélisation numérique de l'écoulement. Les dimensions et la configuration de la cavité sont similaires à celles des cavités de moteurs commerciaux de R-RC. La chambre avant de la cavité de roulement est délimitée par des lignes tiretées sur le schéma présenté à la

Figure 5.2. Des sondes employées pour mesurer le film d'huile ont été distribuées à des positions angulaires équidistantes sur la circonférence de la chambre.

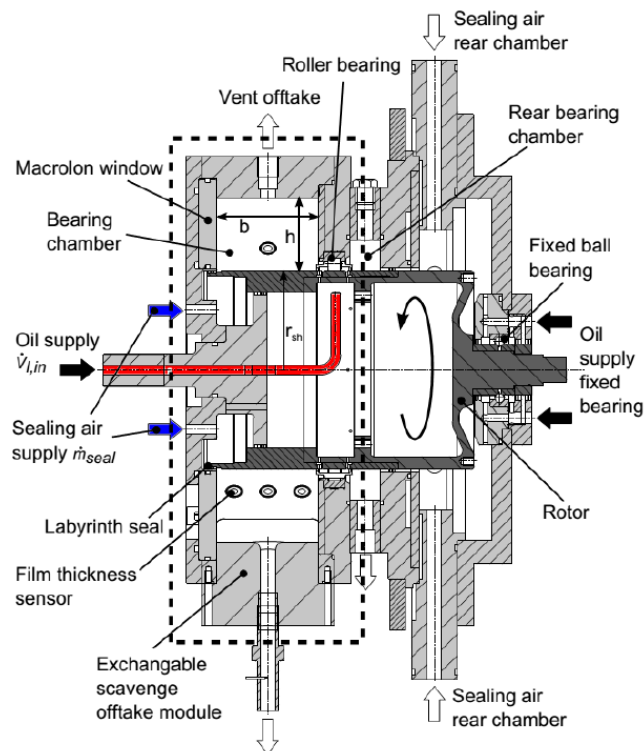


Figure 5.2 Vue de coupe de la cavité de roulement de KIT (Bristot et al., 2016)

La cavité de roulement de Wolfram Kurz et al. (2012) est d'un grand attrait pour la validation d'un outil numérique, car son design permet de simuler seulement une des chambres de la cavité. En effet, les deux chambres de la cavité sont seulement liées par le roulement à rouleaux, et il a été démontré par Krug (2012) que l'impact de l'écoulement d'air axial au travers du roulement est négligeable sur la distribution du film d'huile dans la cavité. Donc, il est possible de seulement modéliser la chambre avant de la cavité de roulement réduisant la taille du maillage employé.

Bristot et al. (2016) et Krug (2012) ont aussi employé les mesures de la cavité de Kurz et al. (2012) pour valider leurs modèles VoF. Leurs résultats ont démontré le potentiel de la méthode VoF pour simuler l'écoulement d'huile en paroi et peuvent servir de référence pour la méthode DPM-VoF-DPM.

5.2.2 Définition du volume de contrôle

5.2.2.1 Géométrie

Le volume de contrôle de la chambre avant de la cavité de roulement inclut une portion de l'arbre, un joint d'étanchéité radiale et deux conduites verticales. La conduite du puisard au bas de la cavité sert à recueillir l'huile alors que la conduite de ventilation au haut de la cavité sert à évacuer l'air. Le roulement à rouleaux n'est pas inclus dans le volume de contrôle, mais une mince bande circulaire simulant l'espace entre la cage et la course extérieure du roulement est utilisée comme une entrée d'air supplémentaire. Le flux massique d'air imposé à cet endroit est très faible et équivaut au différentiel de pression axiale entre les chambres. Le différentiel de pression a été estimé à 0.5 psi à partir de données fournies par Pratt & Whitney Canada. La géométrie du volume de contrôle est présentée à la Figure 5.3.

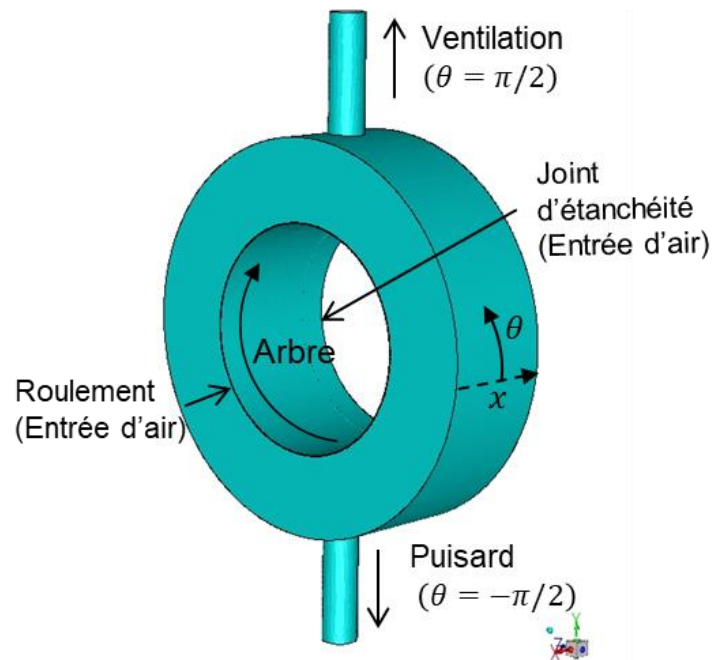


Figure 5.3 Géométrie simplifiée de la chambre avant de la cavité de roulement de KIT testée par Wolfram Kurz et al. (2012)

Les dimensions de la chambre sont présentées dans le Tableau 5.1. L'injection de l'huile dans la cavité de roulement est modélisée par l'injection de paquets DPM qui simule le détachement de gouttelettes d'huile de la course extérieure du roulement à rouleaux.

Tableau 5.1 Dimensions importantes et géométrie de la chambre

<i>Composantes</i>	<i>Dimension (mm)</i>
Diamètre de l'arbre (D_D)	128
Diamètre du mur extérieur	222
Diamètre de la conduite de ventilation	10
Diamètre de la conduite du puisard	10
Longueur axiale de la chambre	66
Espace libre au joint d'étanchéité	0.7
Espace entre cage et roulement extérieur	2

5.2.2.2 Conditions frontières et d'opération

La sortie de la conduite de ventilation est modélisée par une condition frontière de débit sortant basée sur la pression. La sortie de la conduite du puisard est modélisée par une condition frontière où le débit volumétrique d'huile est imposé pour simuler l'effet d'une pompe à débit volumétrique constant comme suggéré par Robinson, Eastwick, and Morvan (2010). Cette approche est aussi

employée par Bristot et al. (2016). Elle consiste à employer une vitesse négative à la sortie de la conduite pour forcer un débit d'extraction d'huile. Cette modélisation implique que seulement l'huile peut s'échapper par cette condition frontière. La vitesse imposée à cette condition frontière est déterminée à partir du ratio d'extraction de la pompe, SR . Le ratio d'extraction de la pompe est défini comme le ratio entre le débit volumique de la pompe et le débit d'huile entrant dans la chambre de la cavité de roulement (équation 5.1).

$$SR = \dot{V}_{scv} / \dot{V}_{oil} \quad 5.1$$

Les conditions frontières et d'opération de la simulation sont rassemblées dans le Tableau 5.2.

Tableau 5.2 Conditions frontières

<i>Frontière</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unités</i>
Vitesse angulaire de l'arbre (Ω)	1570.8	Radians / s
Débit massique d'air issu du roulement	6	g/s
Débit massique d'air issu du joint d'étanchéité	10	g/s
Débit massique d'huile injecté (\dot{m}_L)	25.8	g/s
Pression absolue de la chambre	273.6	kPa
Ratio d'extraction (SR)	4	[-]

À partir des propriétés de l'huile et de l'air exprimées au Tableau 5.3, les caractéristiques de la cavité de roulement sont estimées au Tableau 5.4. De plus, la génération de chaleur par le roulement à rouleaux est négligeable étant donné que l'arbre ne reprend aucune force radiale. L'air et l'huile peuvent être considérés en équilibre thermique et la simulation peut être effectuée sans solutionner l'équation d'énergie. La variation de densité de l'air est fonction de la pression et la variation de masse volumique de l'huile est jugée nulle.

Tableau 5.3 Propriétés des fluides

<i>Propriétés des fluides</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unités</i>
Température de l'huile	373	K
Masse volumique de l'huile (ρ_L)	929.9	kg/m ³
Viscosité de l'huile (μ_L)	4.83e-03	kg/m.s
Tension de surface air/huile (σ)	2.45e-02	N/m
Température de l'air	373	K
Densité initiale de l'air	2.52	kg/m ³
Viscosité de l'air	2.21e-05	kg/m.s

Tableau 5.4 Caractéristiques de la cavité de roulement

<i>Nombres sans dimension</i>	<i>Valeur</i>
Re	5.34e+05
Fr	90
We_L	3.81e+03

Les nombres caractéristiques de cette cavité de roulement indiquent que l'écoulement d'air est turbulent et que les forces centrifuges sont dominantes. La tension de surface n'est pas une force importante à l'échelle de la cavité, mais elle peut l'être à l'échelle des gouttelettes d'huile. Malgré l'intensité des forces centrifuges, la gravité joue un rôle important à proximité des parois où le film d'huile peut être ralenti et engendrer des zones de recirculation. Un maillage raffiné aux parois et un modèle de turbulence sont utilisés selon les recommandations de la section 4.1.

5.3 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale employée dépend de la puissance de calcul disponible. Les gouttelettes générées par le détachement de l'huile du roulement à rouleaux sont représentées par des paquets lagrangiens. À proximité des parois, le raffinement se doit d'être suffisamment important pour permettre une transition de modélisation lagrangienne à eulérienne. La taille minimale des paquets lagrangiens et donc la fidélité de la représentation des structures liquides sont déterminées par la taille des cellules aux parois. Pour orienter le choix du maillage et comprendre l'effet de la discrétisation spatiale sur les résultats, des simulations à une seule phase sont effectuées avec différents maillages.

5.3.1 Maillages étudiés

ANSYS Fluent permet l'emploi de maillages non conformes et de cellules polyédriques. La nouvelle technologie *Mosaic* de maillage non structuré disponible à partir de la version 19R1 permet d'effectuer la transition entre les prismes en bordure des parois et les cellules hexaédriques au cœur du volume de contrôle par des polyèdres. L'emploi de polyèdres au lieu de tétraèdres a réduit le temps de calcul tout en conservant le même ordre de précision (Bass, Boc, Hindle, Dodson, & Longest, 2018). Cependant, il a été démontré que pour des simulations de type LES, il est nécessaire d'employer près de 2 fois plus de polyèdres que de cellules hexaédriques et que ces cellules polyédriques devraient être 1.3 fois plus petites (Kozelkov, Kurulin, Lashkin, Shagaliev,

& Yalozo, 2016). En remplaçant les tétraèdres par des hexaèdres et en effectuant une transition conforme entre les prismes et ceux-ci par des polyèdres, l'algorithme *Mosaic* d'ANSYS devient une technologie de maillage non structuré permettant d'offrir les gains en temps de calcul et en précision des maillages créés par blocs tout en minimisant le nombre de cellules et le temps de préparation du maillage. La cavité de la Figure 5.3 est maillée selon les paramètres R et H . Le paramètre R définit la taille maximale des faces aux parois et H définit la taille maximale des cellules hexaédriques au centre de l'écoulement. Le Tableau 5.5 présente les maillages testés. La taille des cellules est adimensionalisée par rapport au diamètre de l'arbre D_D . Dix étages de prismes sont employés en périphérie des murs. Un aperçu des maillages générés est donné à la Figure 5.4

Tableau 5.5 Discrétisation des maillages Mosaic testés

#	$(\Delta x/D_D)$		
	1	2	3
R	$4e - 04$	$8e - 04$	$1.6e - 03$
H	$8e - 04$	$1.6e - 03$	$3.2e - 03$

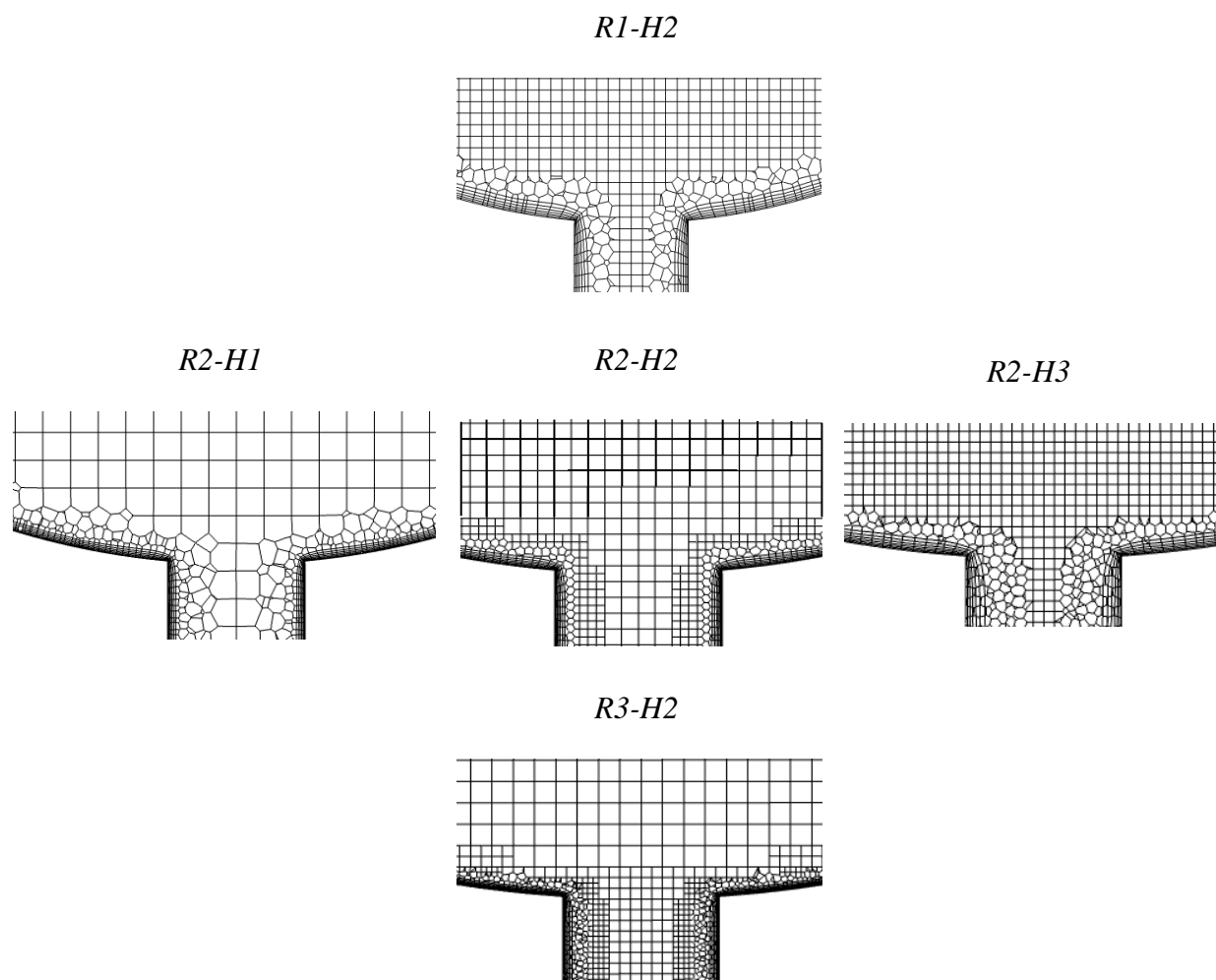


Figure 5.4 Coupe plan des maillages à proximité de la conduite du puisard

Tableau 5.6 Nombre de cellules par maillage *Mosaic*

	H1	H2	H3
R1		2.13E+06	
R2	2.96E+06	3.31E+06	4.36E+06
R3		7.10E+06	

5.3.2 Choix du maillage

Les différents maillages présentés en 5.3.1 emploient un nombre différent de cellules dans le cœur de l'écoulement où l'air et les gouttelettes sont présents. Dans le but de minimiser la puissance de calcul, on veut employer un nombre minimal de cellules dans cette section du maillage, car les gouttelettes seront représentées sous forme de paquets lagrangiens. L'algorithme découplé SIMPLEC d'ANSYS Fluent est employé pour solutionner les équations RANS de l'écoulement d'air. Des discrétisations spatiales de second ordre pour la pression, la quantité de mouvement et les équations du modèle de turbulence $k - \omega$ SST sont employés. Les calculs numériques sont effectués jusqu'à ce que les moyennes spatiales de la vitesse et de la viscosité turbulente soient stables. Le coefficient de friction, C_f , de l'air sur l'arbre en rotation est présenté au Tableau 5.7.

Tableau 5.7 Coefficient de friction appliquée sur l'arbre en rotation

	H1	H2	H3
R1		1.18E-05	
R2	1.42E-05	1.42E-05	1.42E-05
R3		1.61E-05	

La solution analytique pour un écoulement de Couette laminaire entre un cylindre en rotation et un cylindre fixe permet d'obtenir un ordre de grandeur du coefficient de friction sur l'arbre de la cavité (équation 5.3).

$$\tau_{Couette} = 2\mu \frac{\Omega R_2}{R_2^2 - R_1^2} \quad 5.2$$

$$C_{f_{couette}} = \frac{\tau_{Couette}}{1/2 \rho_g R_1^2 \Omega^2} \quad 5.3$$

La valeur de $C_{f_{couette}}$ est de l'ordre de $1e-05$. On peut donc confirmer que les résultats numériques sont réalistes pour la géométrie et la vitesse de rotation employées. Les profils de vitesse axiale (Figure 5.6) et tangentielle (Figure 5.7) sont prélevés à la position présentée dans la Figure 5.5.

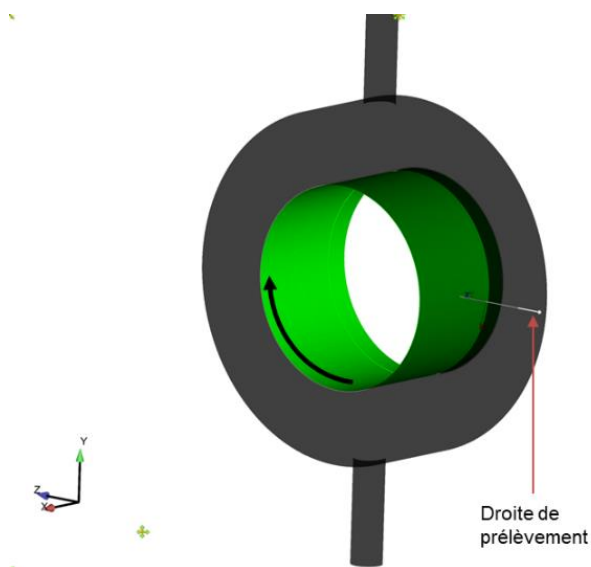


Figure 5.5 Localisation de la droite de prélèvement des profils de vitesse

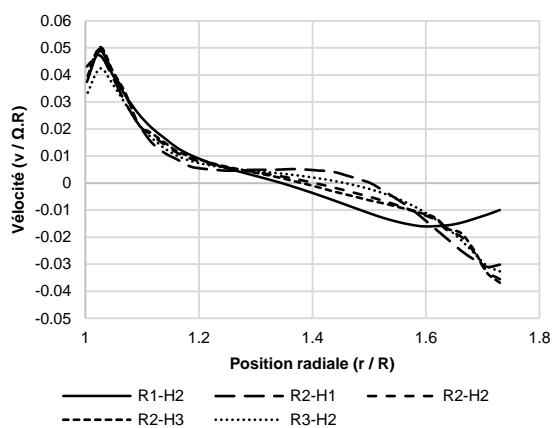


Figure 5.6 Profils de vitesse axiale

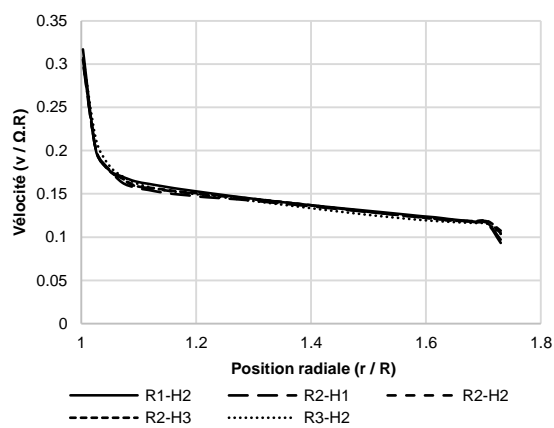


Figure 5.7 Profils de vitesse tangentielle

Les coefficients de friction (Tableau 5.7) évaluent l'effet du raffinement de la discrétisation du maillage aux parois, paramètre R, alors que les profils de vitesse évaluent l'effet du raffinement

du maillage au sein du volume, paramètre H . La différence de C_f entre un raffinement aux parois de niveau R2 et R3 est de 11.7%. Cependant, le nombre de cellules augmente de 114% en passant de R2 à R3. Le raffinement du maillage au sein du volume a peu d'impact sur les profils de vitesse. La différence entre des maillages ayant des raffinements H1 et H3 est de l'ordre de 2% de la vitesse tangentielle de rotation de l'arbre (ΩR), mais le passage d'un maillage H2 à H3 amène une augmentation de 32% du nombre de cellules. Il en résulte que le maillage optimal pour le modèle de turbulence employé devrait avoir un raffinement en parois de l'ordre de R3 ou R4 même et un raffinement au sein de son volume de H1 ou H2. Un maillage R3-H1 aurait environ $6.34E+6$ cellules de calcul. Selon les études précédentes effectuées avec les modèles DPM-VoF et VoF-DPM, il nécessiterait près de deux à trois mois de calcul sur 256 cœurs pour effectuer un temps réel de simulation d'une seconde. Il en résulte que le maillage R2-H2 est sélectionné pour effectuer l'étude du comportement de l'huile et de l'air dans cette cavité de roulement. L'impact réel de ce choix sur la distribution de l'huile sur la paroi extérieure de la cavité de roulement est encore à déterminer. Le choix d'une telle taille de maillage est appuyé aussi par les résultats de Bristot et al. (2016) qui ont jugé qu'un maillage cartésien de $2.60E+6$ cellules est suffisant pour obtenir une indépendance spatiale de maillage sur l'épaisseur du film liquide en parois.

5.4 Modélisation de l'huile

L'huile entrant dans la cavité est modélisée par l'injection de paquets lagrangiens à proximité du roulement. Les paquets lagrangiens d'huile sont convertis en sphères liquides de modélisation eulérienne à proximité des parois par le modèle DPM-VoF. L'huile s'accumule ensuite en parois pour former un film liquide. Les structures liquides qui se séparent du film sont converties en paquets lagrangiens par le modèle VoF-DPM.

5.4.1 Estimation des propriétés des gouttelettes injectées dans la cavité

Les propriétés des gouttelettes générées par le cisaillement de l'air et la rotation du roulement sont difficiles à quantifier et mesurer. Glahn et al. (2002) ont comparé l'atomisation de l'huile dans une cavité de roulement aux gouttelettes se détachant d'un film d'huile sur un disque en rotation. Les corrélations expérimentales pour les tailles et les vitesses de gouttelettes obtenues concordent avec leurs mesures effectuées dans une cavité de roulement simplifiée (Glahn et al., 1995). Ces

corrélations sont reprises dans cette étude bien que la vitesse de rotation de l'arbre dans la cavité de KIT soit supérieure aux vitesses étudiées par Glahn et al. (2002). Le coût et l'expertise nécessaires associés à la prise de mesures précises de tailles de gouttelettes par PDPA rendent de telles expériences peu accessibles d'un point de vue académique et difficilement justifiable d'un point de vue industriel. L'utilisation de la méthode VoF-DPM combinée à des mesures de film d'huile à proximité du roulement pourrait remplacer de telles expériences. Adeniyi et al. (2015) et Hee et al. (2017) ont testé cette idée en employant la périodicité des secteurs d'un roulement à billes pour réduire le temps de calcul et réduire la quantité de mesures nécessaires à des fins de validation.

Selon les mesures expérimentales de Glahn et al. (2002), la distribution log-normale de l'équation 5.4 permet d'estimer les diamètres des gouttelettes générées avec une précision de +/- 25%.

$$n_d(D_d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}D_d} \exp - \left[\frac{1}{2s_g^2} (\ln D_d - \ln D_{10})^2 \right] \quad 5.4$$

$$s_g = 2.91(u^+)^{0.5} \quad 5.5$$

$$\frac{D_{10}}{\bar{h}_F} = 1.25(u^+)^{-0.15} \quad 5.6$$

$$\bar{h}_F = \left(\frac{6\dot{m}_l\mu_l}{\Omega^2 D_D^2 \pi \rho_l^2} \right)^{1/3} \quad 5.7$$

Ici, \bar{h}_F est une estimation de l'épaisseur du film d'huile au bord de la course intérieure du roulement et u^+ est un paramètre sans dimension défini par l'équation 5.8:

$$u^+ = \frac{\rho_l(\dot{m}_l/\rho_l)^2}{\sigma D_D^3} \quad 5.8$$

La vitesse moyenne des gouttelettes est obtenue à partir de l'équation 5.9 :

$$\frac{\bar{u}_d}{u_{rim}} = 1.5 - 0.1327 \ln(We^{*0.5}) \quad 5.9$$

Où We^* est un nombre de We_Ω modifié. Il est défini par Glahn et al. (2002) comme :

$$We^* = \frac{1}{8} \frac{\rho_l \Omega^2 D_D^3}{\sigma} \quad 5.10$$

Et V_{rim} est la vitesse au bord de la course intérieure qui est estimée à partir du diamètre de l'arbre comme :

$$u_{rim} = \frac{\Omega D_D}{2} \quad 5.11$$

Une vitesse moyenne de 58.33m/s est obtenue à partir de l'équation 5.9. Dix classes de gouttelettes ont été sélectionnées à partir de la distribution volumétrique des tailles de gouttelettes obtenue en intégrant l'équation 5.4. Par manque d'information, on effectue l'hypothèse que chaque classe de diamètre de gouttelettes représente la même fraction volumique de la quantité totale de gouttelettes injectée dans la cavité. Ces classes de diamètre sont présentées dans le Tableau 5.8.

Tableau 5.8 Classe des tailles de gouttelettes injectées

#	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
D_p (μm)	18.3	25.	27.9	30.0	31.9	33.6	35.3	37.1	39.3	44.0
We_l	6.4	8.7	9.8	10.5	11.2	11.8	12.4	13	13.8	15.4

5.4.2 Définition des injections de paquets lagrangiens

Les tailles de gouttelettes estimées par la distribution volumétrique sont inférieures à la discrétisation du maillage aux parois. Le maillage employé est fait de cellules aux parois dont le volume est équivalent à celui de la sphère dont le diamètre est de l'ordre de 6e-04m (Figure 5.8).

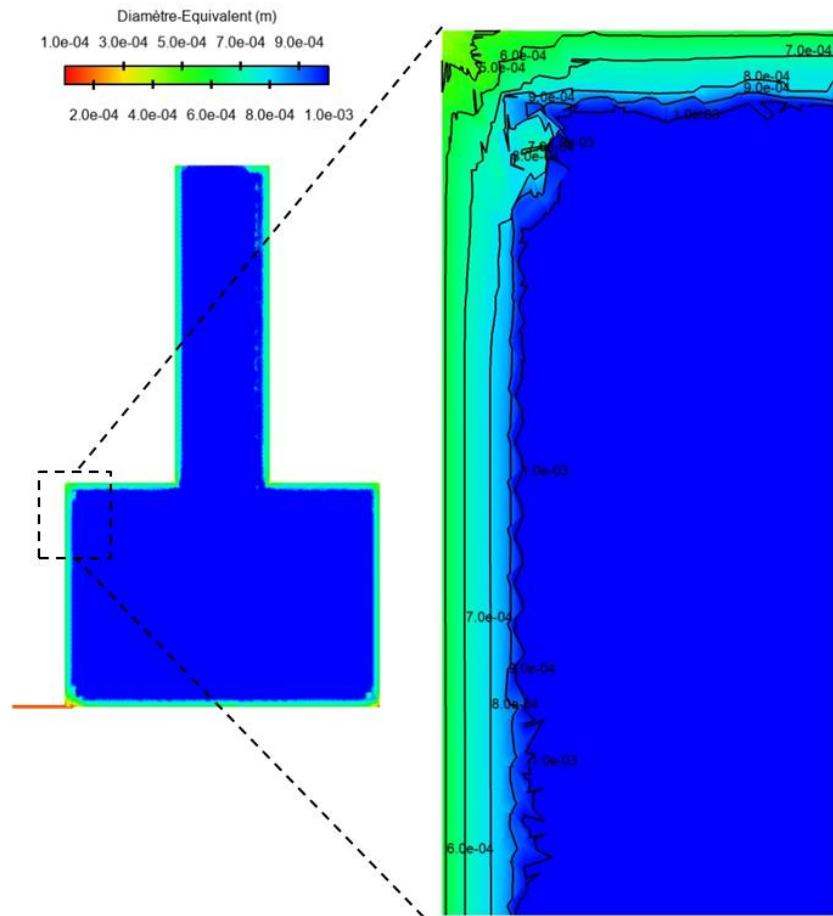


Figure 5.8 Contours des diamètres équivalents de sphères pouvant être convertis à proximité des parois

Pour employer un facteur d_{vol} de l'ordre de 1, on ne peut pas modéliser chaque gouttelette par un seul paquet, car ce paquet serait trop petit et ne pourrait être converti par DPM-VoF. Il faut modéliser un ensemble de gouttelettes de même taille et de mêmes propriétés par un seul paquet. Il s'agit d'une moyenne d'ensemble. Le paquet se comporte comme une gouttelette de la classe modélisée, mais transporte la masse, la quantité de mouvement et l'enthalpie d'un ensemble de gouttelettes de la même classe (Figure 5.9).

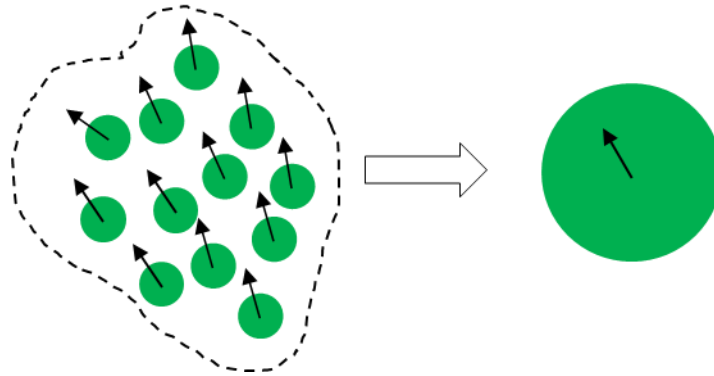


Figure 5.9 Utilisation d'un paquet sphérique pour représenter un ensemble de gouttelettes de la même classe

L'huile est injectée sous forme de paquets lagrangiens à une fréquence, f_{inj} , dans la chambre de cavité de roulement. La fréquence d'injection est déterminée pour qu'un paquet par classe de diamètre soit injecté. Les paquets ont tous la même taille, D_{inj} , et représentent la même fraction du débit massique d'huile, \dot{m}_{inj} , (équation 5.12).

$$\dot{m}_{inj} = \dot{m}_l / n_{classes} \quad 5.12$$

La fréquence, f_{inj} (équation 5.13), est déterminée sachant que le diamètre minimal du paquet, D_{inj} , est de l'ordre de 6e-04m.

$$1/f_{inj} = \frac{\frac{1}{6} \rho_l D_{inj}^3 \pi}{\dot{m}_{inj}} \quad 5.13$$

Cette fréquence d'injection doit être un multiple du pas de temps employé dans la simulation pour s'assurer d'une conservation de la masse avec les paquets lagrangiens de la taille prescrite. Les injections de paquets lagrangiens sont effectuées au début des avancements en temps de la modélisation eulérienne. La fréquence d'injection doit aussi être inférieure ou égale à la fréquence à laquelle l'algorithme DPM-VoF, $f_{DPM-VOF}$, est effectuée. La fréquence, $f_{DPM-VOF}$, doit aussi assurer la transition d'un paquet DPM sur la distance déterminée par le facteur de dilatation, d_{dil} , voir la section 3.3.2.2.

$$1/f_{DPM-VOF} < d_{dil}\Delta t \quad 5.14$$

Le facteur de d_{dil} doit être minimisé pour éviter d'entraîner une surestimation de la quantité de mouvement de la gouttelette après transition. En d'autres mots, les transitions doivent s'effectuer le plus près possible du point d'impact comme conclu à la section 4.2.4.

L'avancement en temps de la formulation eulérienne, Δt , est implicite et n'impose aucune restriction sur la taille du pas de temps pouvant être employée. Cependant, selon des tests de stabilité effectués et les recommandations de Bristot et al. (2016), le pas de temps, Δt , est fixé pour que le nombre de CFL convectif soit de l'ordre de 10. Les paramètres reliés aux transitions DPM-VoF employés dans cette simulation sont présentés au Tableau 5.9.

Tableau 5.9 Paramètres des injections et du modèle DPM-VoF

Paramètres	Valeurs	Unité
$n_{classes}$	10	-
\dot{m}_{inj}	2.58e-3	kg s ⁻¹
D_{inj}	5.82e-04	m
Δt	2.5e-06	s
f_{inj}	$(8\Delta t)^{-1}$	s ⁻¹
d_{dil}	4	-
$f_{DPM-VOF}$	$(3\Delta t)^{-1}$	s ⁻¹

Les injections sont localisées à une distance axiale de 8mm du roulement et à une distance radiale de 13mm de l'arbre pour simuler le détachement de la bague extérieure (Figure 5.10). Les injections sont séparées de façon équidistante sur la circonférence, mais leur position varie aléatoirement à chaque injection. Un angle par rapport à l'axe de l'arbre de 30° et de 45° par rapport à la direction tangentielle est employé suivant les corrélations établies par Glahn et al. (2002).

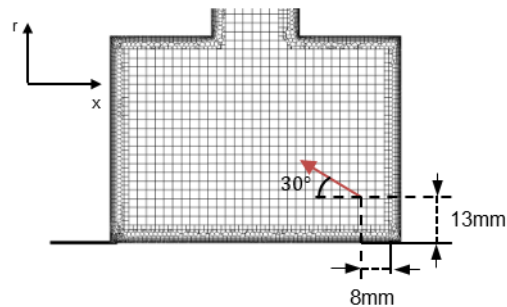


Figure 5.10 Localisation des injections de paquets lagrangiens d'huile dans la chambre de cavité de roulement

Un aperçu des paquets lagrangiens contenant les gouttelettes est fourni à la Figure 5.11. La vue de profil de la chambre montre un cône contenant la majorité des gouttelettes. Les plus grosses gouttelettes sont moins affectées par les forces aérodynamiques étant donné qu'elles ont une plus grande quantité de mouvement à leur point d'injection. Elles rentrent en contact avec la paroi opposée au roulement à proximité de l'arbre. Il faut mentionner que la rupture des gouttelettes par les forces aérodynamiques n'est pas modélisée et pourrait faire en sorte que ces plus grosses gouttelettes s'atomisent avant d'entrer en contact avec le mur extérieur. Les plus petites gouttelettes sont emportées par les tourbillons d'air et restent en circulation plus longtemps dans la cavité avant d'entrer en collision avec une paroi ou être évacuées par la conduite de ventilation.

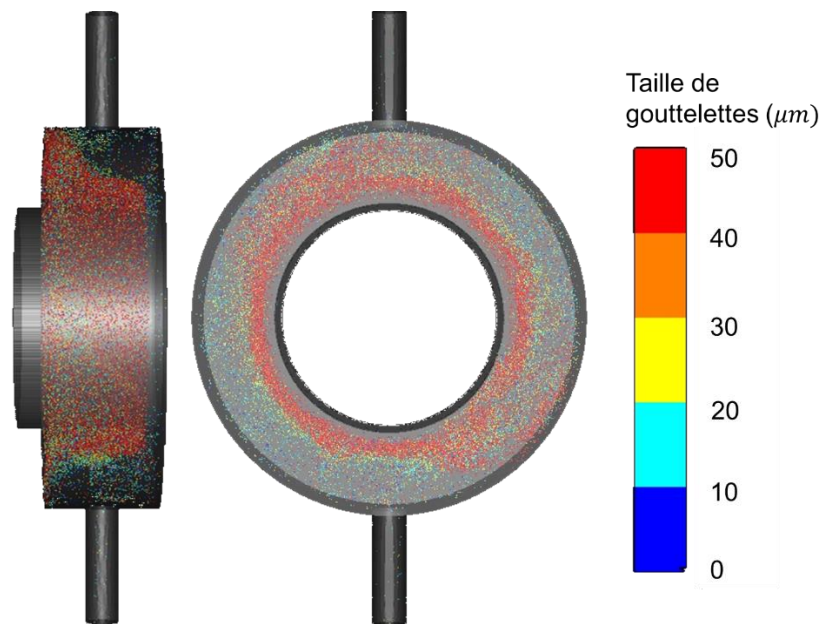


Figure 5.11 Localisation des paquets lagrangiens contenant les gouttelettes éjectées par le roulement ($t = 0.72s$)

5.4.3 Séparation du film d'huile

Les forces de cisaillements de l'air et la gravité entraînent le détachement de structures liquides du film d'huile en paroi. Les structures liquides, dont l'asphéricité et la taille sont inférieures à 0.1 et 1mm, sont converties en paquets lagrangiens par l'algorithme VoF-DPM. Les structures liquides qui ne respectent pas le critère d'asphéricité, mais qui sont entraînées loin des parois, sont converties en structures lagrangiennes si leur taille devient équivalente ou inférieure au raffinement du maillage local. L'algorithme VoF-DPM est activé à tous les 25 pas de temps.

5.5 Simulation numérique

5.5.1 Méthode numérique

La simulation numérique est solutionnée à partir de l'algorithme découplé SIMPLEC. Le raffinement de maillage employé ne permet pas de capturer toutes les échelles de structures liquides comme il a été fait à la section 4.3 avec la méthode CLSVoF. Certaines petites structures ne sont pas résolues et sont filtrées par le maillage. Il n'est donc pas nécessaire d'employer un

schéma de reconstruction de l'interface explicite. Le schéma VoF implicite CICSAM (O. Ubbink & Issa, 1999) a démontré des résultats similaires à un schéma explicite pour l'impact d'une gouttelette (section 4.2.2) tout en réduisant la puissance de calcul nécessaire par près de 10% pour le même pas de temps. Le schéma CICSAM permet l'emploi d'un avancement en temps implicite du second ordre qui permet d'effectuer de plus grand pas de temps tout en restant stable. Des schémas spatiaux UPWIND de deuxième ordre (section 3.1.2.2.2) sont employés pour la quantité de mouvement et les équations de turbulence. Un schéma numérique PRESTO (FLUENT®, 2018) est employé pour la discrétisation de la pression. Les gradients sont calculés par la méthode de Green-Gauss décrite à la section 3.1.2.4.

5.5.2 Condition initiale

La simulation est initialisée en solutionnant l'équation de Laplace ($\nabla^2 u = 0$) qui permet une première estimation du champ de pression et de vitesse dans la cavité à partir des conditions frontières. Un mince film d'huile de 0.5mm est préappliqué aux parois extérieures de la cavité pour accélérer le développement de l'écoulement d'huile. La conduite du puisard est aussi remplie d'huile (Figure 5.12) pour permettre la simulation de la pompe à débit volumique décrite à la section 5.2.2.2. Les injections de paquets lagrangiens ne sont qu'activées après 0.01s de simulation.

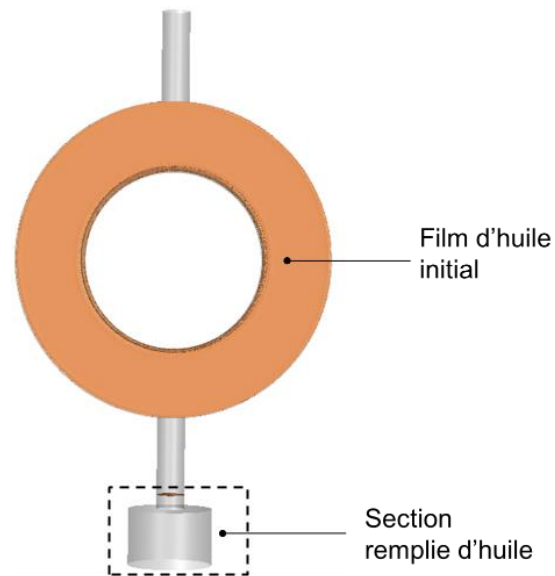


Figure 5.12 Localisation initiale de l'huile dans la chambre de cavité de roulement

Une zone représentant les cellules de calcul qui sont à 5mm de distance des parois est activée pour permettre les transitions DPM-VoF (Figure 3.14).

5.6 Résultats

La simulation est réalisée jusqu'à un temps dimensionnel d'une seconde sur 256 CPU Xeon @ 2.60 GHz. Le temps de calcul est passé de 12 semaines à 8 semaines de calcul en employant un maillage fait de polyèdres et d'hexaèdres (maillage R2-H2) par rapport à un maillage tétraédrique ayant un nombre similaire de nœuds. Pendant la 0.1 dernière seconde de la simulation, des mesures de la distribution du film d'huile ont été moyennées sur un intervalle régulier de 1e-04s pour confirmer que l'écoulement avait atteint un régime permanent. Les résultats du maillage R2-H2 sont présentés dans cette section.

5.6.1 Régime d'écoulement

Des isosurfaces de la fraction de volume de l'air ($F = 0.5$) ont été prélevées pour localiser l'huile dans la cavité de roulement. Le déplacement de l'huile dans la cavité renseigne sur les zones où il y a équilibre entre les forces de gravité et les forces de cisaillement de l'air. La trajectoire des paquets lagrangiens renseigne sur les courants d'air dans la cavité et les zones où l'huile est

susceptible de s'accumuler. La Figure 5.13 présente quelques images de la localisation de l'huile (jaune) et des gouttelettes (sphères mauves) à différents intervalles de temps. Rapidement après le début de la simulation, une zone de recirculation se développe à proximité du puisard ($\theta = -5\pi/8$). À cet endroit, la fraction de volume semble être trop diffuse pour que la méthode VoF-DPM puisse convertir l'huile du film en une brume de fines gouttelettes comme il a été observé par Krug (2012). On remarque que l'huile se retire des parois perpendiculaires à l'arbre rapidement et laisse place à des sillons d'huiles espacés de façon régulière. Ces « doigts » d'huile sont initiés par l'impact de gouttelettes sur la paroi faisant face au roulement. La régularité de ces structures liquides rappelle les ligaments d'huile observés par Glahn et al. (2002) au rebord de disques en rotation. La combinaison des forces centrifuges et de cisaillement cause un étalement de l'huile dans une direction tangentielle à l'arbre. Un phénomène similaire a été observé sur les images prélevées lors de l'expérience à KIT (Figure 5.14).

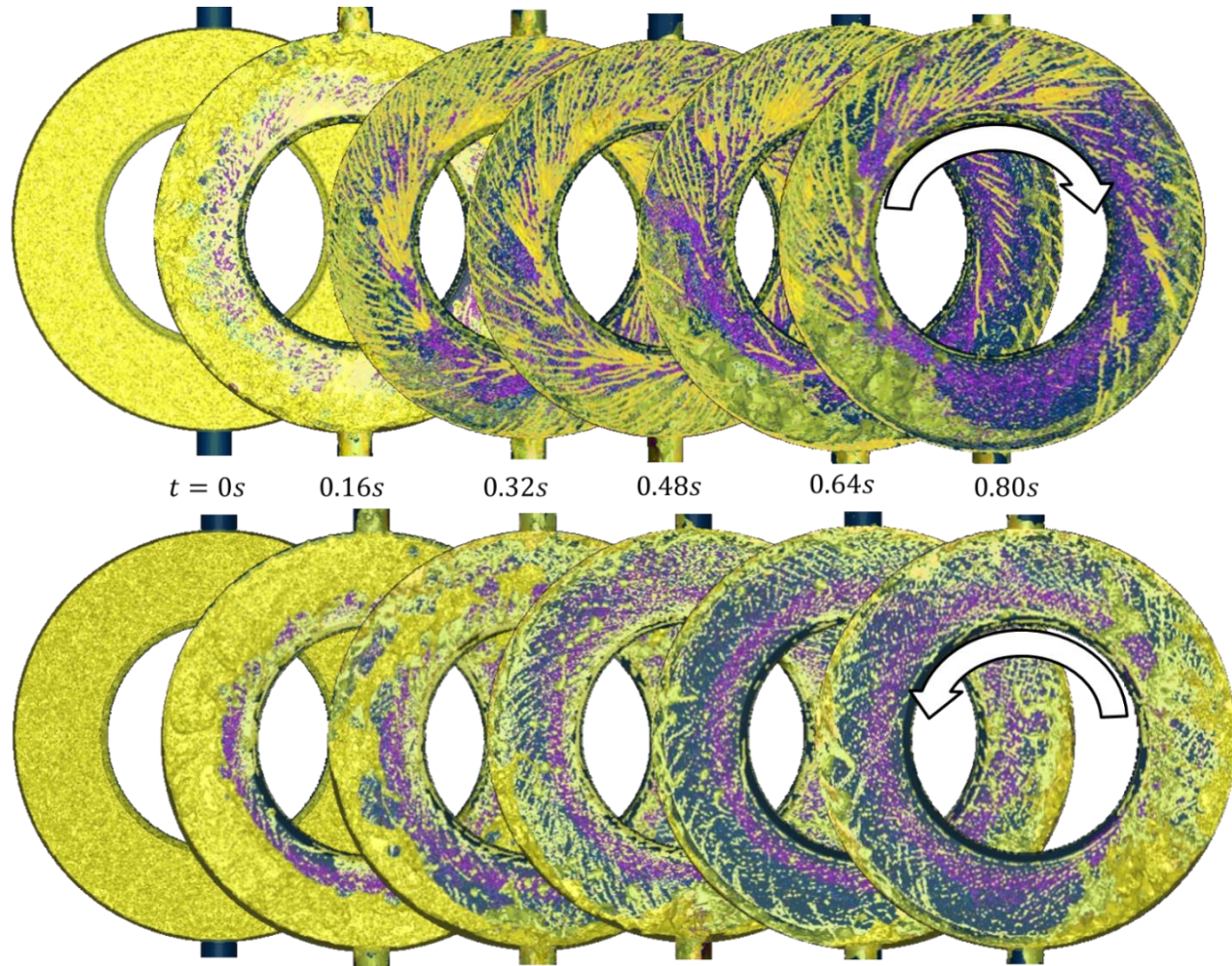


Figure 5.13 Déplacement de l'huile (isosurfaces en jaune) dans la chambre de cavité de roulement. (Vue de face, rangée du haut, et vue de dos, rangée du bas)

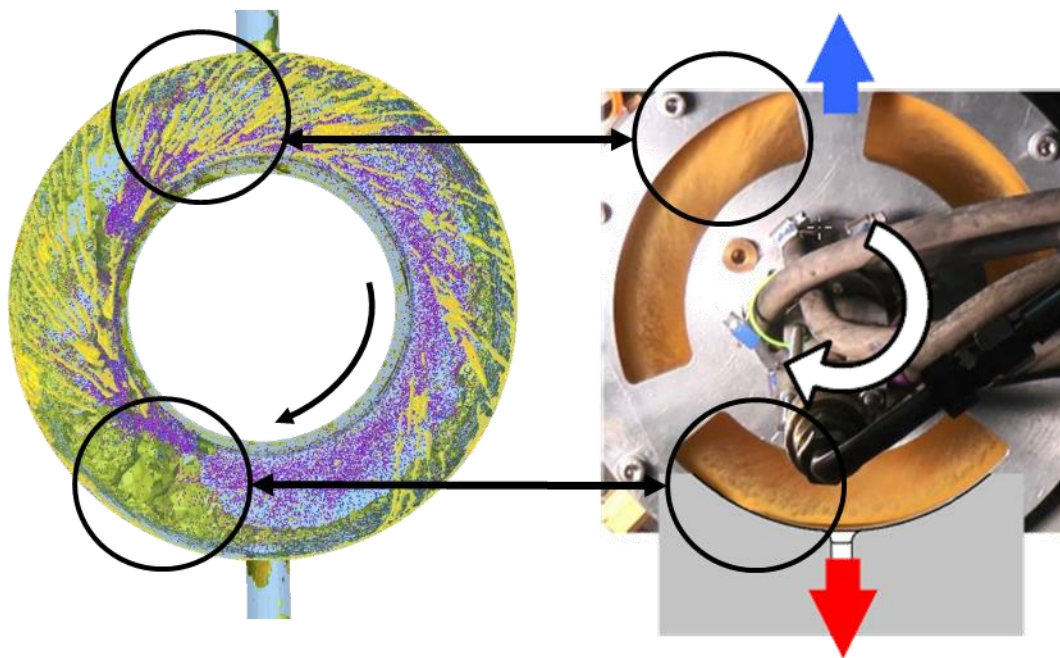


Figure 5.14 Comparaison qualitative du film d'huile et de l'écoulement entre la solution numérique (gauche) et l'expérience de KIT (droite)

La résolution spatiale est la principale contrainte de cette simulation affectant directement la morphologie de l'écoulement d'huile. Les images du test effectué à KIT démontrent un important cisaillement entre l'air et le film d'huile engendrant une zone où il n'est pas possible de faire la distinction entre le film d'huile et les structures liquides qui y sont arrachées. Les prismes parallèles aux parois permettent de localiser l'huile, mais la « brume » d'huile, appelée *mist*, est trop fine pour permettre à la méthode VoF-DPM de la capturer avec fidélité. La simulation numérique réussit à capturer la séparation et l'entraînement des grosses structures liquides par les forces de cisaillement de l'air (Figure 5.15), mais les limitations du raffinement de maillage empêchent les interactions à la surface du film dominées par les forces de tension de surface. Une plus grande résolution à proximité des parois permettrait une meilleure capture de la courbure de l'interface air/huile et une meilleure modélisation des forces de tension de surface qui sont à l'origine de la production des plus petites gouttelettes. Les plus petites structures qui ont été converties d'une description eulérienne à lagrangienne sont de l'ordre de $4.0e-04\text{m}$ et sont donc près de dix fois supérieures à celles qui sont observées dans une zone de « brume » d'huile.

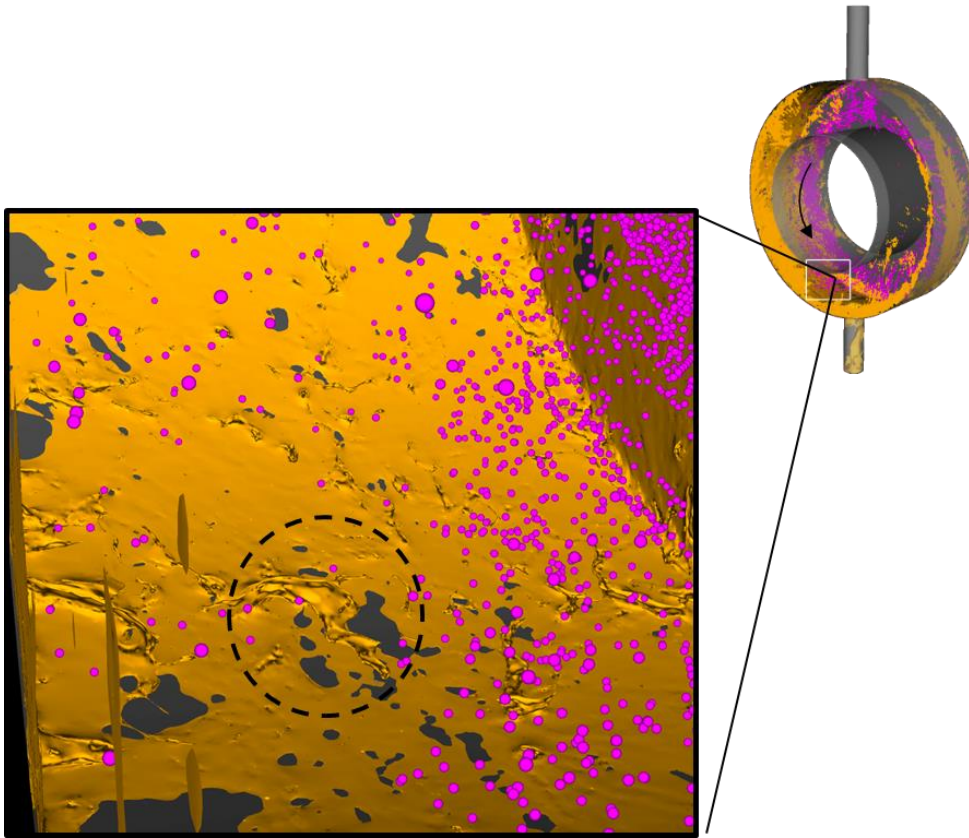


Figure 5.15 Séparation et arrachement de structures du film d'huile. (Isosurface de la fraction de volume (orange) prélevée à $t=1.0s$ et gouttelettes (rose) en régime lagrangien)

L'efficacité du puisard, $\epsilon_{scavenge}$, est défini comme la quantité d'huile sortant par le puisard, situé à la position $\theta = -\pi/2$, par rapport à la quantité d'huile injectée lorsqu'un régime stationnaire est atteint (équation 5.15). L'huile qui ne quitte pas le puisard est évacuée par la conduite de ventilation, située à la position $\theta = \pi/2$.

$$\epsilon_{scavenge} = \frac{\dot{m}_{out,scavenge}}{\dot{m}_{inj}} \quad 5.15$$

La simulation surestime l'efficacité du puisard par rapport aux résultats expérimentaux de Wolfram Kurz et al. (2012). Une efficacité de l'ordre de 58% est obtenue en moyennant le débit d'huile sortant entre 0.8 et 1.0s alors qu'une efficacité de l'ordre de 38% a été mesurée. Cependant, l'efficacité numérique néglige la contribution de l'huile sous-forme de paquets lagrangiens. L'huile en résidence dans la cavité, après 1.0s de simulation, est divisée en 28.1ml d'huile de

description eulérienne et d'environ 0.8ml de description lagrangienne. Près de 50% de l'huile de description lagrangienne provient d'une transition VoF-DPM. Cette observation démontre l'importance de la modélisation des structures liquides qui se séparent du film d'huile et renseigne sur la composition de la « brume » d'huile au sein de la cavité. Celle-ci est composée en majorité de fines gouttelettes qui se sont séparées du film d'huile plutôt que de gouttelettes provenant du roulement.

5.6.2 Mesures de film d'huile

L'algorithme VoF-DPM permet de filtrer les structures liquides qui ont été arrachées du film liquide. À chaque fois qu'il est enclenché, il revoit les structures liquides qui avaient été mesurées et enregistrées à son dernier enclenchement. Les structures liquides qui peuvent être converties en paquets lagrangiens sont retirées de la matrice d'enregistrement et la matrice est réordonnée. Les nouvelles structures liquides sont ajoutées à la fin de la matrice. Après que l'algorithme ait été enclenché une centaine de fois, la structure liquide à la première position de la matrice d'enregistrement peut être considérée comme le film d'huile. Il est donc possible d'extraire rapidement l'isosurface représentant le film d'huile à moindre coût d'écriture (Figure 5.16).

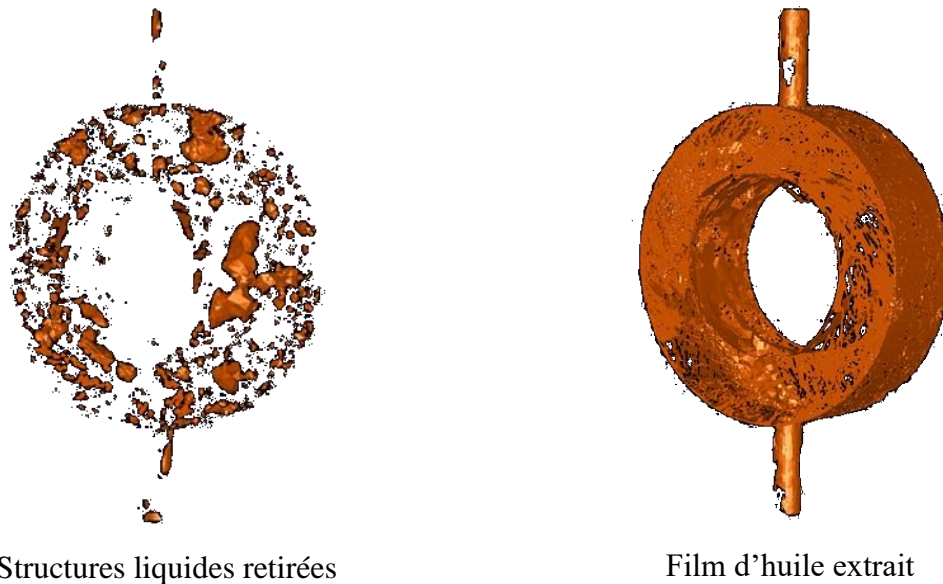


Figure 5.16 Procédure d'extraction du film d'huile basée sur les indices de la matrice des structures liquides de l'algorithme VoF-DPM

Les échantillons de film d'huile prélevés entre 0.8s et 1.0s sont exportés en format ASCII pouvant être lu par Matlab. On s'intéresse aux mesures d'épaisseur de film d'huile sur le mur extérieur concentrique avec l'arbre de la cavité. Le film d'huile sur les autres parois perpendiculaires à l'arbre peut donc être retiré des données en appliquant un filtre sur les coordonnées cartésiennes du maillage. La fonction de modélisation de surface, *Gridfit*, D'Errico (2006) est employée pour reconstruire le film d'huile sur une grille rectangulaire en coordonnées cylindriques à partir de Matlab. La fonction résout un système algébrique linéaire pour déterminer la position du film d'huile à chacun des points de la grille rectangulaire après avoir converti les coordonnées cartésiennes ASCII en coordonnées cylindriques. Le nombre de points dans la direction axiale et azimutale a été choisi en testant des grilles de 100x450, 200x900 et 400x1800 points. La grille de 400x1800 n'a pas démontré des résultats significativement meilleurs que la grille de 200x900. La grille de 200x900 permet une résolution de $330\mu m$ dans la direction axiale et de $750\mu m$ dans la direction azimutale. Étant donné qu'un système matriciel de 180 000 inconnues devrait être résolu pour reconstruire le film d'huile sur une grille de 200x900, la fonction, *Gridfit*, déconstruit le problème en sous-grilles de 120x120 qui se chevauchent à 25%. La surface représentant le film d'huile est alors modélisée sur chaque sous-grille avant d'être reconstruite et lissée sur l'ensemble

du domaine. L'épaisseur du film d'huile est rapidement calculée connaissant le rayon de la paroi extérieure de la chambre de la cavité. Le contour de l'épaisseur du film d'huile obtenu à partir de l'algorithme VoF-DPM est comparé à celui obtenu à partir de l'isosurface de la fraction de volume de l'huile $F_l = 0.3$ proposé par Bristot et al. (2016) (Figure 5.17).

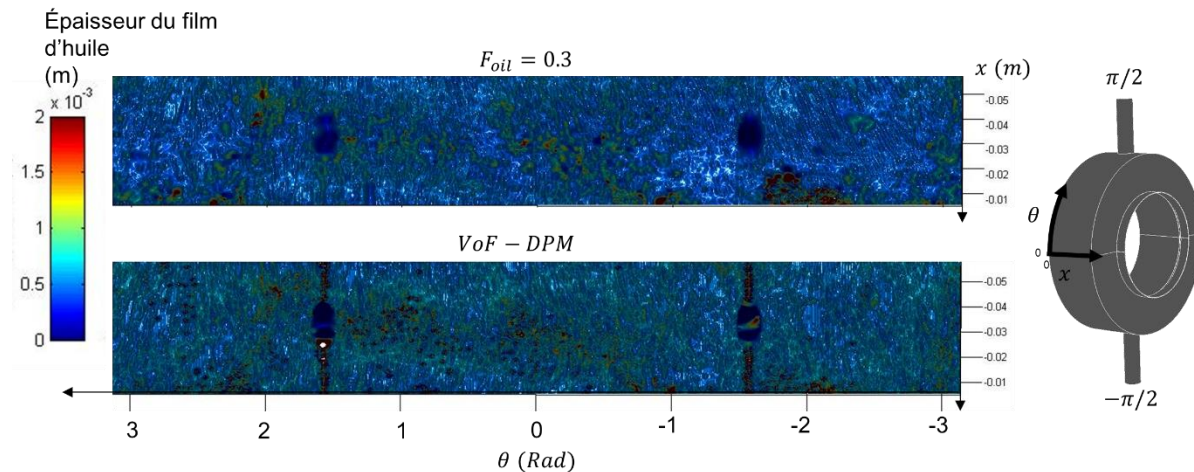


Figure 5.17 Épaisseur du film d'huile se trouvant sur la paroi extérieure de la cavité

Cette valeur de 0.3 fournit en principe une meilleure approximation du film d'huile à des fins de comparaison avec des mesures expérimentales lorsque les forces de cisaillement sont importantes à l'interface air/liquide. On peut voir sur les contours d'épaisseur du film d'huile la présence de deux zones foncées aux positions : $\theta = \pi/2$ et $-\pi/2$ entre $-0.028 < x < -0.038$. Ce sont les entrées des conduites de ventilation et du puisard. On peut détecter la présence de vagues de très faible amplitude à la surface du film liquide à partir des variations périodiques d'épaisseur de film d'huile. L'huile semble s'accumuler davantage au centre de la paroi, $x \sim -0.03$, sauf à proximité du puisard, $-\pi/2$, où l'huile semble être confinée au mur opposé au joint d'étanchéité. Les tourbillons d'air contrarotatifs, soulevés à la section 3.1.4.1, contribuent à l'accumulation de l'huile au centre de la paroi extérieure de la cavité. Le contour d'épaisseur d'huile obtenu par l'isosurface de la fraction de volume, $F_l = 0.3$, présente des caractéristiques très similaires à celui obtenu par VoF-DPM. Cependant, le film d'huile obtenu par la méthode VoF-DPM semble être plus lissé et plus épais entre $-\pi/2 < \theta < \pi/2$. Les résultats obtenus par chacune des méthodes sont moyennés dans la direction axiale pour permettre une comparaison avec les mesures prélevées par les sondes capacitatives de film d'huile (Kurz et al. 2012).

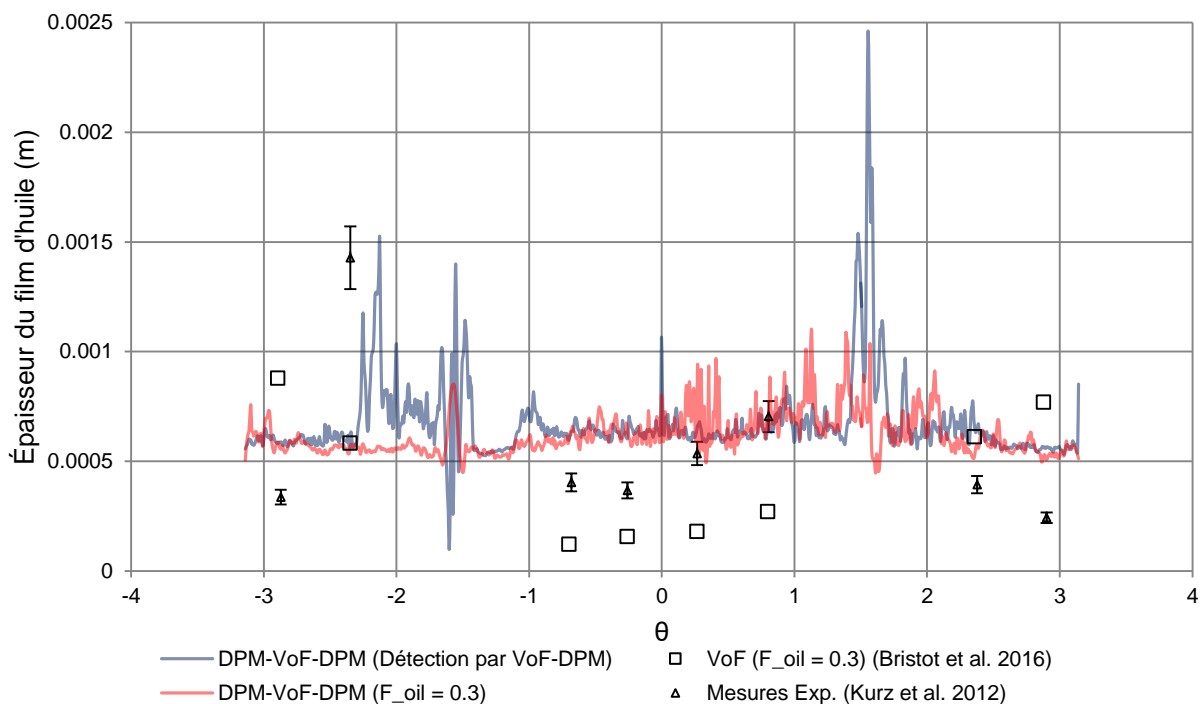


Figure 5.18 Mesures moyennes de l'épaisseur du film sur la paroi extérieure de la chambre de la cavité

Les mesures obtenues par la méthode DPM-VoF-DPM se rapprochent davantage des mesures expérimentales que les résultats de Bristot et al. 2016 employant seulement la méthode VoF. La méthode DPM-VoF-DPM semble surévaluer l'épaisseur du film d'huile entre $-\pi/2 < \theta < \pi/2$. Il est possible que cette surévaluation de l'épaisseur du film d'huile soit causée par les conditions initiales des injections de gouttelettes d'huile. Étant donné le peu d'information connue sur les propriétés des gouttelettes provenant du roulement, la direction et la position des injections de gouttelettes ont été approximées et uniformisées. Il en résulte une distribution uniformisée des impacts de gouttelettes sur les parois de la cavité, ce qui pourrait expliquer les faibles variations dans la distribution du film d'huile. Par ailleurs, il est difficile d'établir la réelle contribution de la méthode DPM-VoF-DPM sur les mesures du film d'huile, car Bristot et al. (2017) ont démontré qu'en faisant passer le coefficient du terme d'amortissement de la turbulence à l'interface air/huile, B , de 10 à 100, le film d'huile moyen dans la cavité est passé de 0.722mm à 0.252mm. Dans la simulation DPM-VoF-DPM, ce coefficient est de 30, et le film d'huile moyen est de 0.674mm alors que le film moyen expérimental est de 0.542mm. Les méthodes employées pour prélever le

film d'huile en paroi, isosurfaces de $F_l = 0.3$ et par l'algorithme VoF-DPM, présentent des résultats très similaires sauf à proximité du puisard, $\theta = -\pi/2$, où la méthode par VoF-DPM semble se rapprocher davantage des mesures expérimentales. On peut donc affirmer que la méthode DPM-VoF-DPM permet de localiser l'huile dans la cavité et aussi de mesurer avec un niveau de précision raisonnable ($\pm 20\%$) l'épaisseur du film d'huile. De plus, l'algorithme VoF-DPM peut être utilisé pour prélever le film d'huile liquide et mener à une réduction du temps de calcul en réduisant le nombre d'opérations effectuées pendant la simulation.

5.6.3 Transitions DPM-VoF et VoF-DPM

Le nombre de paquets lagrangiens injectés pour simuler la génération de gouttelettes par le roulement est comparé au nombre de transitions DPM-VoF et VoF-DPM effectuées pendant la durée de la simulation (Figure 5.19). On remarque que la quantité de transitions DPM-VoF excède la quantité de paquets injectés. Ceci signifie que les paquets qui sont créés par les transitions VoF-DPM sont reconvertis ultérieurement par transition DPM-VoF. À partir des résultats, on peut déterminer que 79.8% des paquets lagrangiens produits par conversion VoF-DPM ont subi une transition DPM-VoF ultérieurement.

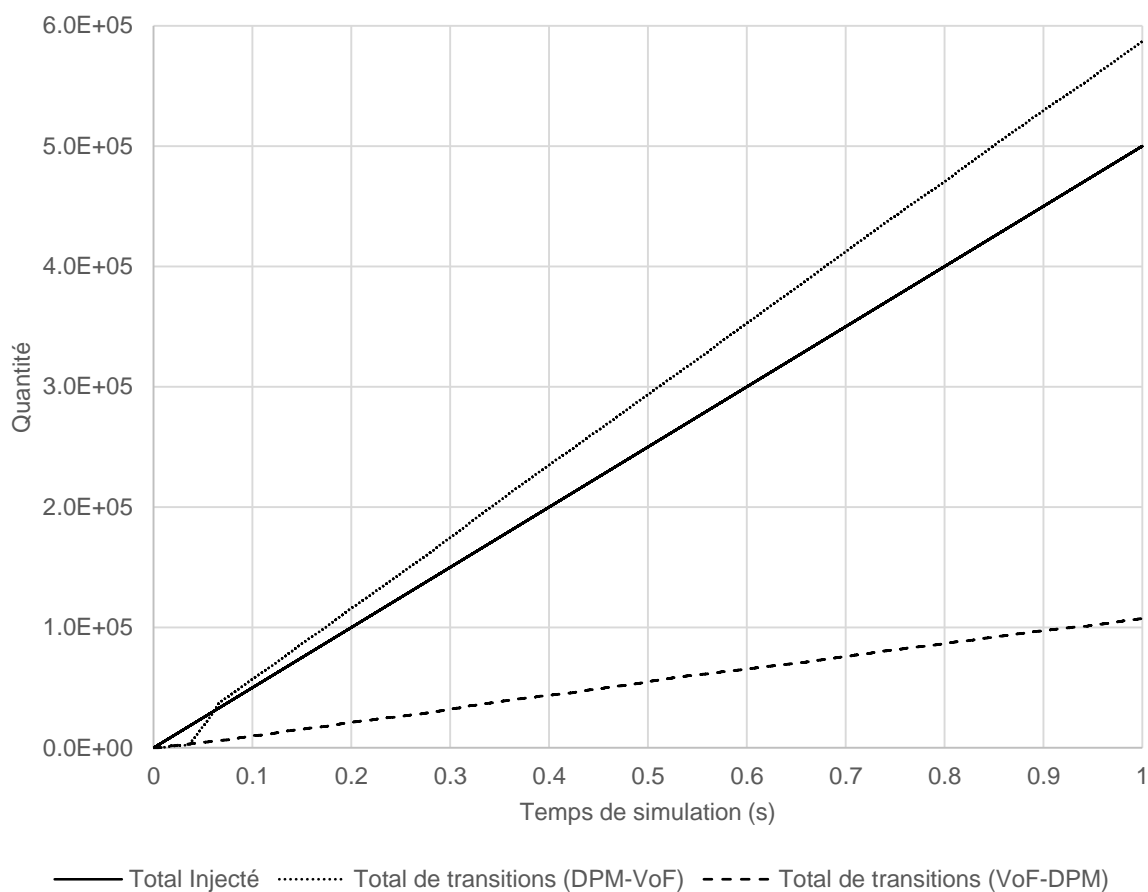


Figure 5.19 Quantité totale de transitions et de paquets lagrangiens injectés

5.6.4 Ajout et retrait de masse d'air

Les transitions DPM-VoF et VoF-DPM doivent balancer l'ajout ou le retrait d'huile de la modélisation eulérienne en retirant ou en ajoutant un volume d'air équivalent. La Figure 5.20 compare la masse totale d'huile injectée avec la masse d'huile convertie par les mécanismes de transition. La masse d'huile totale des transitions VoF-DPM représente 36% de la masse convertie par les transitions DPM-VoF.

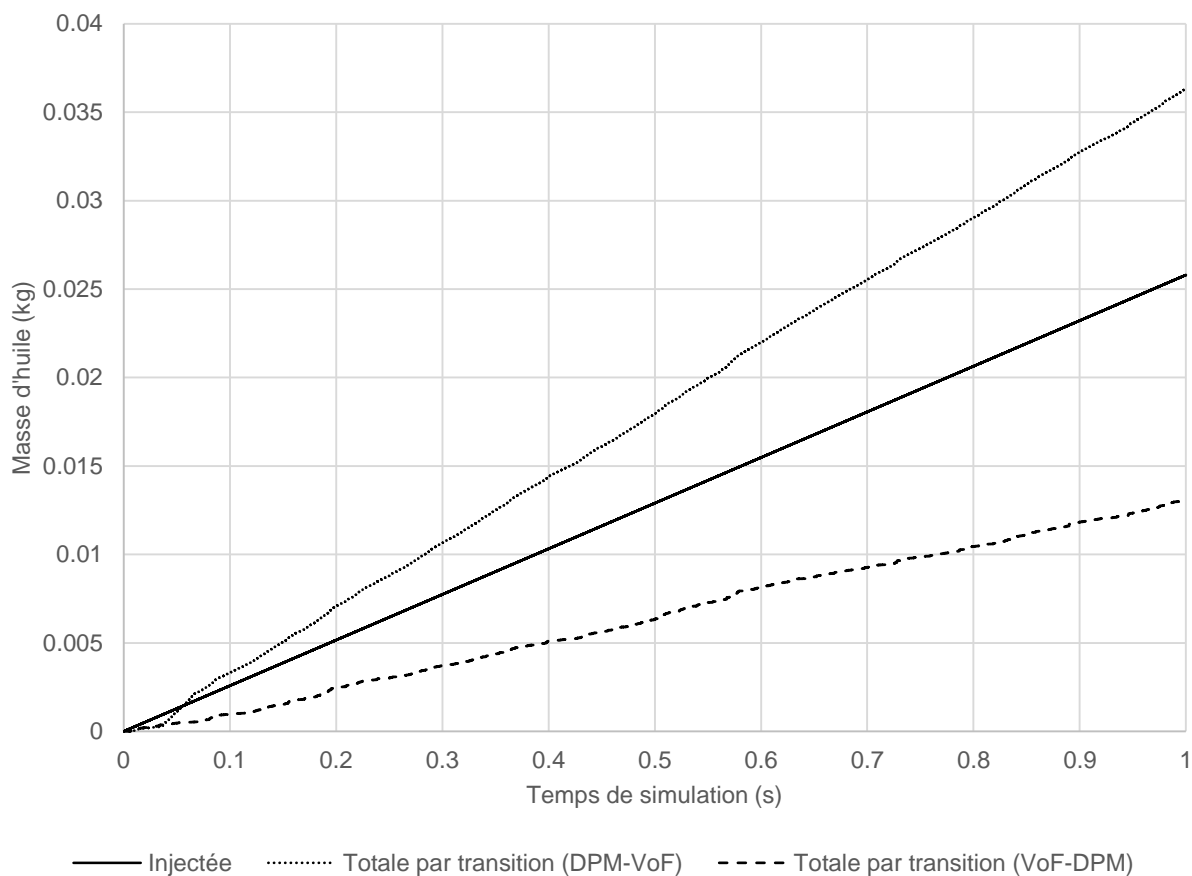


Figure 5.20 Masse totale d'huile injectée et convertie par transition

L'erreur de conservation de la masse pour l'air par la transition DPM-VoF a été définie par l'équation 3.119 et l'erreur pour la méthode VoF-DPM a été définie par l'équation 3.134. Ces erreurs sont calculées en estimant le débit massique de transitions DPM-VoF et VoF-DPM à partir de la Figure 5.20 et en employant le débit massique total d'air entrant dans la cavité de 0.016kg/s. L'erreur de conservation de la masse $\xi_{DPM-VoF}$ est de l'ordre de 0.61% alors que celle de conservation de la masse $\xi_{VoF-DPM}$ est de l'ordre de 0.22%. On peut affirmer que l'introduction et le retrait d'air dans la cavité par les transitions DPM-VoF et VoF-DPM a peu d'impact sur le comportement de l'écoulement. Ceci s'explique en partie par le ratio élevé de masse volumique entre l'huile et l'air.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

Un nouvel outil numérique permettant le transfert de structures liquides d'une description lagrangienne à eulérienne et vice-versa a été développé dans le but de simuler avec un temps de calcul réduit des applications combinant des écoulements dispersés et stratifiés. Le nouvel outil numérique a permis de localiser l'écoulement d'air et d'huile dans une cavité de roulement simplifiée. Les résultats obtenus démontrent un gain de précision par rapport aux méthodes employant seulement une modélisation du film d'huile par la méthode VoF (Bristot et al., 2016) et un gain en vitesse par rapport aux méthodes employant un maillage adaptatif à la position de l'interface entre l'air et l'huile (Krug, 2012). Malgré les avantages numériques de la méthode DPM-VoF-DPM développée, l'amplitude des forces de cisaillement à l'interface entre l'air et l'huile nécessite une fine résolution du maillage pour capturer la génération des gouttelettes de l'ordre d'une dizaine de microns qui composent la « brume » d'huile observée expérimentalement. Lorsque les puissances de calcul seront disponibles, il sera possible de couvrir la plage complète des tailles de gouttelettes générées par l'entraînement de l'air en raffinant davantage le maillage à proximité des parois.

Le transfert de structures liquides d'une modélisation lagrangienne à eulérienne, méthode DPM-VoF, est effectué en supposant que les gouttelettes sont de petite taille et peuvent être représentées par des sphères liquides rigides. Le transfert est effectué à proximité de l'interface gaz-liquide ou avant l'impact avec une paroi. La méthode a été validée à partir de tests d'impact dans un film liquide profond. Les résultats ont démontré une capture fidèle de la taille du cratère induit par l'impact d'une goutte dans un film liquide comparativement aux corrélations expérimentales. Cependant, la sous-estimation de la trainée au point de transition entraîne une accélération artificielle de la gouttelette qui mène à une surestimation de la quantité de mouvement transférée à travers l'impact.

Le transfert de structures liquides d'une modélisation eulérienne à lagrangienne, méthode VoF-DPM, est effectué en supposant qu'une petite structure liquide qui s'approche de la forme d'une sphère est dominée par les forces de tension de surface et peut donc être représentée par une particule sphérique lagrangienne. La transition VoF-DPM s'effectue sur une structure liquide isolée qui répond à des critères d'asphéricité et de taille prédéfinis. La méthode a été validée à

partir de la quantification des gouttelettes secondaires produites par l'impact d'une goutte dans un film liquide. Les résultats obtenus par la méthode CLSVoF-DPM ont été comparés à ceux obtenus par une simulation effectuée seulement par la méthode CLSVoF et à des mesures expérimentales. Étant donné que la plage de validité des mesures expérimentales a été mise en doute, la validation s'est concentrée sur une comparaison entre les simulations numériques. Les résultats démontrent la capacité de la méthode VoF-DPM avec le modèle d'atomisation TAB à capturer avec grande précision les tailles des gouttelettes secondaires produites par l'impact d'une goutte. Cependant, similairement à la méthode DPM-VoF, le processus de transition crée une accélération artificielle des particules lagrangiennes par l'insertion de termes sources à la phase gazeuse. C'est pourquoi des écarts ont été observés entre les vitesses des gouttelettes secondaires de la simulation CLSVoF-DPM et celles de la simulation CLSVoF.

Les méthodes DPM-VoF et VoF-DPM présentent des défis numériques par rapport à l'addition et à la soustraction de termes sources. L'utilisation de maillage adaptatif au point de transition permettrait une diminution de l'erreur de modélisation et une augmentation de la résolution de la simulation. Cependant, les erreurs numériques engendrées par les maillages adaptatifs non conformes ont contribué à la génération artificielle de structures liquides. La validation de la méthode DPM-VoF-DPM nécessite davantage d'études pour devenir une approche standard dans l'industrie pour l'étude des cavités de roulement. Le manque d'information précise sur les propriétés des gouttelettes issues de l'atomisation de l'huile lubrifiant le roulement est un facteur limitant la plage d'application de cette méthode. Davantage de mesures expérimentales prélevées sur des cavités de roulement à différentes vitesses sont nécessaires pour peupler des bases de données sur les tailles de gouttelettes, les volumes de résidence d'huile et les épaisseurs de film d'huile. Le gain en temps de calcul des méthodes permettant le passage d'une description eulérienne à lagrangienne demeure un atout qui pèse énormément dans le choix d'un modèle numérique pour l'industrie.

6.1 Impacts de ce projet de recherche

Le présent projet de recherche a été financé par Pratt & Whitney Canada. Le modèle numérique DPM-VoF-DPM a été développé avec l'apport d'ANSYS. Les succès du modèle ont été rapidement diffusés au sein des deux compagnies. Au moment d'écrire ces lignes, le modèle a été

appliqué à l'interne par le groupe Fluid System sur des cavités de roulement critiques et a permis le design d'une nouvelle forme de puisard pour les cavités opérant à très hautes vitesses. Les résultats numériques d'une cavité employant ce nouveau type de puisard ont démontré une diminution de près de 45% du volume d'huile résiduelle. L'intégration de la nouvelle pièce à un test moteur se fera en 2020.

Le modèle VoF-DPM attire aussi l'attention des groupes de combustion de P&WC pour quantifier les gouttelettes générées par l'atomisation des films liquides produits par la coalescence de jets liquides (Li, Arienti, Soteriou, & Sussman, 2010). Le modèle DPM-VoF est employé aussi à des fins de design avancé chez P&WC pour quantifier la résidence d'huile dans les zones alimentées par des jets liquides et des processus d'atomisation de l'huile complexes. L'emploi d'injections d'huile par des particules DPM permet la simulation de mouvement de géométrie compliquée et désaxée qui nécessiterait l'emploi de méthode de remaillage si l'huile était simulée seulement par une description eulérienne. Un gain de temps et un gain de précision notable ont été remarqués pour la simulation des jets d'huile dans un écoulement d'air croisé, car les modèles d'atomisation lagrangiens permettent une capture fidèle à moindre coût du processus de rupture des jets liquides. Ces applications à l'interne ne peuvent être plus détaillées ici pour des raisons de concurrence commerciale, mais il est certain que le code compilé de l'outil est couramment partagé et utilisé par différents groupes techniques au sein de la compagnie. ANSYS est en processus d'intégrer le modèle DPM-VoF à son code Fluent suivant les succès observés chez Pratt & Whitney Canada à partir des travaux de cette thèse. La version 20 devrait permettre son utilisation.

6.2 Travaux futurs

Un banc de test est en construction à l'Université de Nottingham où une cavité de roulement simplifiée sera testée sur une plage d'opération plus large que ce qui est offert par la littérature. Les mesures d'épaisseur de film d'huile et de volume d'huile résiduelle serviront à valider la performance du modèle DPM-VoF-DPM pour différents régimes d'écoulement.

Les points soulevés sur les modèles VoF-DPM et DPM-VoF concernant le transfert de quantité de mouvement à la phase gazeuse sont en cours d'étude. Lorsque des solutions seront trouvées, elles seront présentées officiellement dans un article de journal.

RÉFÉRENCES

- Abanto, J., Pelletier, D., Garon, A., Trepanier, J.-Y., & Reggio, M. (2005). Verification of some commercial CFD codes on atypical CFD problems.
- Adeniyi, Morvan, & Simmons. (2015). A multiphase computational study of oil-air flow within the bearing sector of aeroengines. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2015, June 15, 2015 - June 19, 2015, Montreal, QC, Canada.
- Adeniyi, A. A. (2015). A coupled Lagrangian-Eulerian framework to model droplet to film interaction with heat transfer. University of Nottingham,
- Adeniyi, A. A., Morvan, H. P., & Simmons, K. A. (2017). A coupled Euler-Lagrange CFD modelling of droplets-to-film. *The Aeronautical Journal*, 121(1246), 1897-1918.
- Aidarinis, J., & Goulas, A. (2014). Enhanced CFD modelling and LDA measurements for the air-flow in an aero-engine front bearing chamber (Part I). Paper presented at the ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2014, June 16, 2014 - June 20, 2014, Dusseldorf, Germany.
- Aidarinis, J., Missirlis, D., Yakinthos, K., & Goulas, A. (2011). CFD modeling and LDA measurements for the air-flow in an aero engine front bearing chamber. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133(8).
- Al, B. C., Simmons, K., & Morvan, H. P. (2015). Two-phase computational modelling of a spiral bevel gear using a eulerian multiphase model. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2015, June 15, 2015 - June 19, 2015, Montreal, QC, Canada.
- Alekseenko, S. V., Cherdantsev, A. V., Heinz, O. M., Kharlamov, S. M., & Markovich, D. M. (2014). Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas-liquid flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 67, 122-134.
- Alexeev, B. V. (2004). *Generalized Boltzmann physical kinetics*: Elsevier.
- Alghoul, S. K., Eastwick, C. N., & Hann, D. B. (2011). Normal droplet impact on horizontal moving films: An investigation of impact behaviour and regimes. *Experiments in Fluids*, 50(5), 1305-1316.
- Ambrose, S., Morvan, H., & Simmons, K. (2018). Investigation of oil jet impingement on a rotating gear using Lattice Boltzman method (LBM). Paper presented at the ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- Andrews, M., & O'rourke, P. (1996). The multiphase particle-in-cell (MP-PIC) method for dense particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(2), 379-402.
- Arisawa, H., Nishimura, M., Imai, H., & Goi, T. (2014). Computational fluid dynamics simulations and experiments for reduction of oil churning loss and windage loss in aeroengine transmission gears. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power-Transactions of the Asme*, 136(9), 9.
- Aroussi, A., Ishaq, G., & Menacer, M. (2003). Measurement of gas/liquid flow velocities in rapidly rotating annular systems. Paper presented at the 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, July 6, 2003 - July 10, 2003, Honolulu, HI, United states.
- Aulisa, E., Manservigi, S., & Scardovelli, R. (2003). A mixed markers and volume-of-fluid method for the reconstruction and advection of interfaces in two-phase and free-boundary flows. *Journal of Computational Physics*, 188(2), 611-639.
- Bass, K., Boc, S., Hindle, M., Dodson, K., & Longest, W. (2018). High-Efficiency Nose-to-Lung Aerosol Delivery in an Infant: Development of a Validated Computational Fluid Dynamics Method. *Journal of aerosol medicine and pulmonary drug delivery*.

- Befrui, B., D'Onofrio, M., Markle, L. E., & Spiekermann, P. (2015). Coupled LES Jet Primary Breakup - Lagrangian Spray Simulation of a GDI Multi-Hole Fuel Injector. *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, 8(1), 179-189.
- Behnia, M., Parneix, S., & Durbin, P. A. (1998). Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(12), 1845-1855.
- Bestion, D., & Guelfi, A. (2005). Status and perspective of two-phase flow modelling in the NEPTUNE Multiscale thermal-hydraulic platform for nuclear reactor simulation. *Nuclear Engineering and Technology*, 37(6), 511-524.
- Bisighini, A. (2010). Single and Double Drop Impacts onto Deep and Thick Liquid Layers. University of Bergamo, Italy.
- Brackbill, J., Kothe, D. B., & Zemach, C. (1992). A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, 100(2), 335-354.
- Brennen, C. E. (2005). *Fundamentals of multiphase flow*: Cambridge university press.
- Briggs, W., & Henson, V. (2000). E., and McCormick, SF A Multigrid Tutorial. In: *SIAM Books*, Philadelphia.
- Bristol, A., Morvan, H. P., Simmons, K., & Klingsporn, M. (2017). Effect of turbulence damping in vof simulation of an aero-engine bearing chamber. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, GT 2017, June 26, 2017 - June 30, 2017, Charlotte, NC, United states.
- Bristol, A., Morvan, H. P., & Simmons, K. A. (2016). Evaluation of a volume of fluid CFD methodology for the oil film thickness estimation in an aero-engine bearing chamber. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- Cash, J. R., & Karp, A. H. (1990). A variable order Runge-Kutta method for initial value problems with rapidly varying right-hand sides. *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)*, 16(3), 201-222.
- Cebeci, T., Shao, J. P., Kafyeke, F., & Laurendeau, E. (2005). *Computational fluid dynamics for engineers*: Springer Berlin Heidelberg.
- Chandra, B., & Simmons, K. (2016). Innovative shallow sump customizations for aero-engine bearing chambers. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- Chandra, B., Simmons, K., Pickering, S., & Tittel, M. (2010). Factors affecting oil removal from an aeroengine bearing chamber. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air, GT 2010, June 14, 2010 - June 18, 2010, Glasgow, United Kingdom.
- Chen, B., Chen, G. D., Sun, H. C., & Zhang, Y. H. (2014). Effect of oil droplet deformation on its deposited characteristics in an aeroengine bearing chamber. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G (Journal of Aerospace Engineering)*, 228(2), 206-218.
- Chen, J., & Beraun, J. (2000). A generalized smoothed particle hydrodynamics method for nonlinear dynamic problems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(1-2), 225-239.
- Chen, J., Wang, Y., Li, X., He, R., Han, S., & Chen, Y. (2015). Reprint of "Erosion prediction of liquid-particle two-phase flow in pipeline elbows via CFD-DEM coupling method". *Powder Technology*, 282, 25-31.
- Chen, S., & Doolen, G. D. (1998). Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annual review of fluid mechanics*, 30(1), 329-364.
- Cherdantsev, A. V., Hann, D. B., Hewakandamby, B. N., & Azzopardi, B. J. (2017). Study of the impacts of droplets deposited from the gas core onto a gas-sheared liquid film. *International Journal of Multiphase Flow*, 88, 69-86.
- Chisholm, D. (1967). A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10(12), 1767-1778.
- Clark, M. M. (1988). Drop breakup in a turbulent flow—I. Conceptual and modeling considerations. *Chemical Engineering Science*, 43(3), 671-679.

- Cossali, G., Marengo, M., Coghe, A., & Zhdanov, S. (2004). The role of time in single drop splash on thin film. *Experiments in Fluids*, 36(6), 888-900.
- Coste, P. (2013). A large interface model for two-phase CFD. *Nuclear Engineering and Design*, 255, 38-50.
- Cousin, J., Berlemont, A., Ménard, T., & Grout, S. (2012). Primary breakup simulation of a liquid jet discharged by a low-pressure compound nozzle. *Computers & Fluids*, 63, 165-173.
- Crowe, C. T., Schwarzkopf, J. D., Sommerfeld, M., & Tsuji, Y. (2011). *Multiphase flows with droplets and particles*: CRC press.
- Crowe, C. T., Sharma, M. P., & Stock, D. E. (1977). The Particle-Source-In Cell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 99(2), 325-332.
- Cruz, J. C. D., Rodriguez, S. E., Ordonez, S. A., & Munoz, F. (2013). Lattice Boltzmann method: A new alternative for loss estimation.
- D'Errico, J. R. (2006). Gridfit (Version 1.1.0.0). www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/8998-surface-fitting-using-gridfit: Mathworks.
- Delteil, J., Vincent, S., Erriguible, A., & Subra-Paternault, P. (2011). Numerical investigations in Rayleigh breakup of round liquid jets with VOF methods. *Computers & Fluids*, 50(1), 10-23.
- Desjardins, O., & Pitsch, H. (2010). Detailed Numerical Investigation of Turbulent Atomization of Liquid Jets. *Atomization and Sprays*, 20(4), 311-336.
- Eastwick, C., Simmons, K., Huebner, K., Young, C., Azzopardi, B., & Morrison, R. (2005). Film flow around bearing chamber support structures. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2005 - Gas Turbine Technology: Focus for the Future, June 6, 2005 - June 9, 2005, Reno-Tahoe, NV, United states.
- Egorov, Y., Boucker, M., Martin, A., Pigny, S., Scheuerer, M., & Willemsen, S. (2004). Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases. 5th Euratom Framework Programme ECORA project, 91-116.
- Fabre, J., Masbernat, L., & Suzanne, C. (1987). Experimental data set no. 7: Stratified flow, part I: Local Structure. *Multiphase Science and technology*, 3(1-4).
- Fang, C., Hidrovo, C., Wang, F.-m., Eaton, J., & Goodson, K. (2008). 3-D numerical simulation of contact angle hysteresis for microscale two phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(7), 690-705.
- Farrall, M. (2000). Numerical modelling of two-phase flow in a simplified bearing chamber. (U142278 Ph.D.). The University of Nottingham (United Kingdom), Ann Arbor.
- Farrall, M., Hibberd, S., & Simmons, K. (2003). Modelling oil droplet/film interaction in an aero-engine bearing chamber. Paper presented at the 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS 2003), Sorrento, Italy, July.
- Farrall, M., Hibberd, S., & Simmons, K. (2008). The effect of initial injection conditions on the oil droplet motion in a simplified bearing chamber. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130(1).
- Farrall, M., Simmons, K., Hibberd, S., & Gorse, P. (2006). A numerical model for oil film flow in an aeroengine bearing chamber and comparison to experimental data. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 128(1), 111-117.
- FLUENT®, A. (2018). Theory Guide. Retrieved 2016
- Friedrich, M. A., Lan, H., Wegener, J. L., Drallmeier, J. A., & Armaly, B. F. (2008). A Separation Criterion with Experimental Validation for Shear-Driven Films in Separated Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 130(5), 051301-051301.
- Fuster, D., Bague, A., Boeck, T., Le Moyne, L., Leboissetier, A., Popinet, S., . . . Zaleski, S. (2009). Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(6), 550-565.

- Gada, V. H., Tandon, M. P., Elias, J., Vikulov, R., & Lo, S. (2017). A large scale interface multi-fluid model for simulating multiphase flows. *Applied Mathematical Modelling*.
- Gavirua Arcila, D. M., Hervé, & Kakimpa, B. (2019, June 17-21, 2019). Modelling droplet heat and mass transfer in aero-engine bearing chambers. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2019, Phoenix.
- Gingold, R. A., & Monaghan, J. J. (1977). Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181(2), 375-389.
- Glahn, A., Blair, M. F., Allard, K. L., Busam, S., Schafer, O., & Wittig, S. (2003). Disintegration of oil films emerging from radial holes in a rotating cylinder. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125(4), 1011-1020.
- Glahn, A., Busam, S., Blair, M. F., Allard, K. L., & Wittig, S. (2000). Droplet generation by disintegration of oil films at the rim of a rotating disk. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2000: Power for Land, Sea, and Air, GT 2000, May 8, 2000 - May 11, 2000, Munich, Germany.
- Glahn, A., Busam, S., Blair, M. F., Allard, K. L., & Wittig, S. (2002). Droplet generation by disintegration of oil films at the rim of a rotating disk. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 124(1), 117-124.
- Glahn, A., Kurreck, M., Willmann, M., & Wittig, S. (1995). Feasibility study on oil droplet flow investigations inside aero engine bearing chambers - PDPA techniques in combination with numerical approaches. Paper presented at the Proceedings of the International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, June 5, 1995 - June 8, 1995, Houston, TX, USA.
- Gorse, P., Busam, S., & Dullenkopf, K. (2006). Influence of operating condition and geometry on the oil film thickness in aeroengine bearing chambers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 128(1), 103-110.
- Gorse, P., Dullenkopf, K., Bauer, H. J., & Wittig, S. (2008). An experimental study on droplet generation in bearing chambers caused by roller bearings. Paper presented at the 2008 ASME Turbo Expo, June 9, 2008 - June 13, 2008, Berlin, Germany.
- Grover, R. O., Assanis, D. N., Lippert, A. M., El Tahry, S. H., Drake, M. C., T.D., F., & D.L, H. (2002). A Critical Analysis of Splash Criteria for GDI Spray Impingement. Paper presented at the 15th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Madison, WI.
- Gui, N., Fan, J. R., & Chen, S. (2010). Numerical study of particle-particle collision in swirling jets: A DEM-DNS coupling simulation. *Chemical Engineering Science*, 65(10), 3268-3278.
- Hann, D. B., Cherdantsev, A. V., & Azzopardi, B. J. (2018). Study of bubbles entrapped into a gas-sheared liquid film. *International Journal of Multiphase Flow*, 108, 181-201.
- Hayase, T., Humphrey, J. A. C., & Greif, R. (1992). A consistently formulated QUICK scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures. *Journal of Computational Physics*, 98(1), 108-118.
- Hee, J. L., Santhosh, R., Simmons, K., Johnson, G., Hann, D., & Walsh, M. (2017). Oil Film Thickness Measurements on Surfaces Close to an Aero-Engine Ball Bearing Using Optical Techniques. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- Henriques, A., Coste, P., Pigny, S., & Magnaudet, J. (2006). Large interface simulation in an averaged Eulerian code using the two-fluid model. Paper presented at the Proceeding of ICONE 14 Conference.
- Herrmann, M. (2010). A parallel Eulerian interface tracking/Lagrangian point particle multi-scale coupling procedure. *Journal of Computational Physics*, 229(3), 745-759.
- Hirt, C. W., & Nichols, B. D. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1), 201-225.
- Hosain, M. L. (2018). Fluid Flow and Heat Transfer Simulations for Complex Industrial Applications: From Reynolds Averaged Navier-Stokes towards Smoothed Particle Hydrodynamics. (Doctoral dissertation). Mälardalen University,
- Hsiang, L. P., & Faeth, G. M. (1992). Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5), 635-652.

- Ibrahim, E. A., Yang, H. Q., & Przekwas, A. J. (1993). Modeling of spray droplets deformation and breakup. *Journal of Propulsion and Power*, 9(4), 651-654.
- Ishii, M., & Hibiki, T. (2010). *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*: Springer Science & Business Media.
- Ishii, M., & Mishima, K. (1984). Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. *Nuclear Engineering and Design*, 82(2-3), 107-126.
- Jakirlic, S., Hanjalic, K., & Tropea, C. (2002). Modeling rotating and swirling turbulent flows: a perpetual challenge. *AIAA journal*, 40(10), 1984-1996.
- Jamet, D., Torres, D., & Brackbill, J. (2002). On the theory and computation of surface tension: the elimination of parasitic currents through energy conservation in the second-gradient method. *Journal of Computational Physics*, 182(1), 262-276.
- Jiang, G.-S., & Peng, D. (2000). Weighted ENO schemes for Hamilton--Jacobi equations. *Siam Journal on Scientific Computing*, 21(6), 2126-2143.
- Kakimpa, B., Morvan, H., & Hibberd, S. (2016). The Depth-Averaged Numerical Simulation of Laminar Thin-Film Flows with Capillary Waves. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138(11).
- Kakimpa, B., Morvan, H. P., & Hibberd, S. (2015a). Solution strategies for thin film rimming flow modelling. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2015, June 15, 2015 - June 19, 2015, Montreal, QC, Canada.
- Kakimpa, B., Morvan, H. P., & Hibberd, S. (2015b). Thin-film flow over a rotating plate: An assessment of the suitability of VOF and eulerian thin-film methods for the numerical simulation of isothermal thin-film flows. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2015, June 15, 2015 - June 19, 2015, Montreal, QC, Canada.
- Kakimpa, B., Morvan, H. P., & Hibberd, S. (2017). A coupled 1D film hydrodynamics and core gas flow model for air-oil flows in aero-engine bearing chambers. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, GT 2017, June 26, 2017 - June 30, 2017, Charlotte, NC, United states.
- Keller, M. C., Braun, S., Wieth, L., Chaussonnet, G., Dauch, T. F., Koch, R., . . . Bauer, H.-J. (2017). Smoothed Particle Hydrodynamics Simulation of Oil-Jet Gear Interaction. (50794), V02BT41A019.
- Kim, S., Kojasoy, G., & Guo, T. (2010). Two-phase minor loss in horizontal bubbly flow with elbows: 45 and 90 Elbows. *Nuclear Engineering and Design*, 240(2), 284-289.
- Klein, M., Sadiki, A., & Janicka, J. (2003). A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. *Journal of Computational Physics*, 186(2), 652-665.
- Kocamustafaogullari, G., & Ishii, M. (1995). Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(3), 481-493.
- Kong, R., & Kim, S. (2017). Characterization of horizontal air–water two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 312, 266-276.
- Korsukova, E., Kruisbrink, A., Morvan, H., Cageao, P. P., & Simmons, K. (2016). Oil scoop simulation and analysis using CFD and SPH. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, GT 2016, June 13, 2016 - June 17, 2016, Seoul, Korea, Republic of.
- Korsukova, E., & Morvan, H. (2017). Preliminary CFD simulations of lubrication and heat transfer in a gearbox. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, GT 2017, June 26, 2017 - June 30, 2017, Charlotte, NC, United states.
- Kosky, P. G. (1971). Thin Liquid Films under Simultaneous Shear and Gravity Forces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14(8), 1220-&.
- Kozelkov, A. S., Kurulin, V. V., Lashkin, S. V., Shagaliev, R. M., & Yalozo, A. V. (2016). Investigation of supercomputer capabilities for the scalable numerical simulation of computational fluid dynamics problems in industrial applications. *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 56(8), 1506-1516.

- Kremer, G. M. (2010). *An introduction to the Boltzmann equation and transport processes in gases*: Springer Science & Business Media.
- Krug, M. (2012). *Evaluation of the Volume of Fluid Method for the Numerical Modelling of an Aero Engine Bearing Chamber*. Dipl.-Ing Thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, April.
- Kruisbrink, A., Pearce, F., Yue, T., Cliffe, A., & Morvan, H. (2011). SPH concepts for continuous wall and pressure boundaries. Paper presented at the The 6th International SPHERIC workshop proceedings, Hamburg, Germany.
- Kruisbrink, A. C. H., Morvan, H. P., & Pearce, F. R. (2014). Progress in smoothed particle hydrodynamics to simulate bearing chambers. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2014, June 16, 2014 - June 20, 2014, Dusseldorf, Germany.
- Kuruneru, S. T., Sauret, E., Saha, S. C., & Gu, Y. (2018). Coupled CFD-DEM simulation of oscillatory particle-laden fluid flow through a porous metal foam heat exchanger: Mitigation of particulate fouling. *Chemical Engineering Science*, 179, 32-52.
- Kurz, W., & Bauer, H.-J. (2014). An approach for predicting the flow regime in an aero engine bearing chamber. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2014, June 16, 2014 - June 20, 2014, Dusseldorf, Germany.
- Kurz, W., Dullenkopf, K., & Bauer, H.-J. (2012). Influences on the Oil Split Between the Offtakes of an Aero-Engine Bearing Chamber. (44700), 2251-2259.
- Kurz, W., Dullenkopf, K., & Bauer, H. (2011). The impact of geometry variations on the two-phase flows in aero-engine bearing chambers. Paper presented at the 20th ISABE Conference (ISABE 2011), Gothenburg, Sweden, September.
- Kurz, W., Dullenkopf, K., & Bauer, H. J. (2013). Capacitive Film Thickness Measurements in a Ventless Aero-Engine Bearing Chamber-Influence of Operating Conditions and Offtake Design. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power-Transactions of the Asme*, 135(11), 7.
- Lauder, B. E., & Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 3(2), 269-289.
- Laurence, D., Uribe, J., & Utyuzhnikov, S. (2005). A robust formulation of the v_2-f model. *Flow, Turbulence and Combustion*, 73(3), 169-185.
- Lee, H. J., & Lee, S. Y. (2001). Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights. *International Journal of Multiphase Flow*, 27(5), 783-796.
- Li, Arienti, Soteriou, & Sussman. (2010). Towards an Efficient, High-Fidelity Methodology for Liquid Jet Atomization Computations. In 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition.
- Li, J. (1995). Calcul d'interface affine par morceaux. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II, Mécanique, physique, chimie, astronomie*, 320(8), 391-396.
- Liovic, P., & Lakehal, D. (2007). Multi-physics treatment in the vicinity of arbitrarily deformable gas-liquid interfaces. *Journal of Computational Physics*, 222(2), 504-535.
- Liu, A. B., Mather, D., & Reitz, R. D. (1993). Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. Retrieved from
- Lo, S., & Tomasello, A. (2010). Recent progress in CFD modelling of multiphase flow in horizontal and near-horizontal pipes. Paper presented at the 7th North American Conference on Multiphase Technology, June 2, 2010 - June 4, 2010, Banff, AB, Canada.
- Lockhart, R., & Martinelli, R. (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Prog.*, 45(1), 39-48.
- Lucy, L. B. (1977). A numerical approach to the testing of the fission hypothesis [close binary star formation]. *Astronomical Journal*, 82(12), 1013-1024.

- Lyu, Y., Zhao, J., Liu, Z., & Ren, G. (2016). Numerical study on the effect of oil removal from aero-engine bearing chamber and improvement. Paper presented at the 71st Society of Tribologists and Lubrication Engineers Annual Meeting and Exhibition 2016, May 15, 2016 - May 19, 2016, Las Vegas, NV, United states.
- Manian, V., Würfel, T., Klier, C., Stock, K., & Berger, L. (2016). High-End Gearbox Simulation: Modeling Gear Contact with “Zero Gap Interfaces” on a Multiphase Spur-Gear System. Paper presented at the Star Global Conference 2016. Conference proceeding
- Matsumoto, S., Belcher, D. W., & Crosby, E. J. (1985). Rotary atomizers: performance understanding and prediction. Paper presented at the ICLASS - 85: 3rd International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems., London, Engl.
- Maxey, M. R., & Riley, J. J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The physics of fluids*, 26(4), 883-889.
- Menard, T., Tanguy, S., & Berlemont, A. (2007). Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 33(5), 510-524.
- Menter, F., Kuntz, M., & Langtry, R. (2003). Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, 4(1), 625-632.
- Mihalef, V., Metaxas, D., & Sussman, M. (2007). Textured liquids based on the marker level set. Paper presented at the Computer Graphics Forum.
- Mitchell, A. J., Simmons, K., & Hann, D. (2015). Experimental investigation into droplet impingement upon moving films using high speed video and thermal imaging. Paper presented at the ASME 2015 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, IMECE 2015, November 13, 2015 - November 19, 2015, Houston, TX, United states.
- Moore, G. E. (1998). Cramming more components onto integrated circuits. *Proceedings of the IEEE*, 86(1), 82-85.
- Moreira, A. L. N., Moita, A. S., & Panão, M. R. (2010). Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful? *Progress in Energy and Combustion Science*, 36(5), 554-580.
- Nichita, B. A. (2010). An improved CFD tool to simulate adiabatic and diabatic two-phase flows. *École Polytechnique Fédérale de Lausanne*,
- Nichita, B. A., Zun, I., & Thome, J. R. (2010). A VOF method coupled with a dynamic contact angle model for simulation of two-phase flows with partial wetting. Paper presented at the 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2010, Tampa, FL, May 30–June 4, 2010.
- O'Rourke, P. J., & Amsden, A. A. (1987). The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup (0148-7191). Retrieved from
- Okawa, T., Shiraishi, T., & Mori, T. (2006). Production of secondary drops during the single water drop impact onto a plane water surface. *Experiments in Fluids*, 41(6), 965.
- Orley, F., Trummer, T., Hickel, S., Mihatsch, M. S., Schmidt, S. J., & Adams, N. A. (2015). Large-eddy simulation of cavitating nozzle flow and primary jet break-up. *Physics of Fluids*, 27(8), 27.
- Palabos. (2012). Lattice Boltzmann Method. Retrieved from www.palabos.org
- Peduto. (2015). Oil droplet impact dynamics in aero-engine bearing chambers: correlations derived from direct numerical simulations. (PhD thesis). Retrieved from <http://eprints.nottingham.ac.uk/28997/>
- Peduto, D., Hashmi, A. A., Dullenkopf, K., Bauer, H.-J. r., & Morvan, H. (2011). Modelling of an Aero-Engine Bearing Chamber Using Enhanced CFD Technique. (54655), 809-819.
- Pettit, M., Coriton, B., Gomez, A., & Kempf, A. (2011). Large-eddy simulation and experiments on non-premixed highly turbulent opposed jet flows. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1), 1391-1399.

- Peyton-Bruhl, A., Belton, D., Walker, A. D., Snowsill, G., & Young, C. (2019). Development of a CFD Based Methodology for Predicting Oil Auto-Ignition in Gas Turbine Bearing Chambers. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2019: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- Popinet, S. (2003). Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 190(2), 572-600.
- Ranz, W., & Marshall, W. (1952). Evaporation from drops. *Chemical Engineering Progress*, 48(3), 141-146.
- Robinson, A., Eastwick, C., & Morvan, H. (2010). Further computational investigations into aero-engine bearing chamber off-take flows. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea, and Air, GT 2010, June 14, 2010 - June 18, 2010, Glasgow, United Kingdom.
- Robinson, A., Morvan, H., & Eastwick, C. (2008). Computational investigations into aero-engine bearing chamber off-take flows. Paper presented at the 2008 ASME Turbo Expo, June 9, 2008 - June 13, 2008, Berlin, Germany.
- Rolls Royce, p. (2015). *The jet engine*: John Wiley & Sons.
- Roy, C. J. (2005). Review of code and solution verification procedures for computational simulation. *Journal of Computational Physics*, 205(1), 131-156.
- Saffman, P. (1965). The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 22(02), 385-400.
- Samenink, W., Elsäßer, A., Dullenkopf, K., & Wittig, S. (1999). Droplet interaction with shear-driven liquid films: analysis of deposition and secondary droplet characteristics. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(5), 462-469.
- Schiller, L., & Naumann, Z. (1935). A drag coefficient correlation. *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, 77, 318-320.
- Schmehl, R. (2002). Advanced modeling of droplet deformation and breakup for CFD analysis of mixture preparation. *Zaragoza*, 9(11).
- Schober, H. (1983). *Einspritzschmierung bei Zahnradgetrieben: Abschlußbericht ; Forschungsvorhaben Nr. 44/II [Einspritzschmierung], Berichtszeitraum 1980-1983: FVA*.
- Sekar, J., Rao, A., Pillutla, S., Danis, A., & Hsieh, S.-Y. (2014). Liquid jet in cross flow modeling. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition.
- Simmons, K., & Chandra, B. (2014). Experimental investigation into the performance of shallow aeroengine off-takes. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2014, June 16, 2014 - June 20, 2014, Dusseldorf, Germany.
- Stanton, D. W., & Rutland, C. J. (1998). Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(20), 3037-3054.
- Sussman, M., Fatemi, E., Smereka, P., & Osher, S. (1998). An improved level set method for incompressible two-phase flows. *Computers & Fluids*, 27(5), 663-680.
- Sussman, M., & Puckett, E. G. (2000). A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows. *Journal of Computational Physics*, 162(2), 301-337.
- Sussman, M., Smereka, P., & Osher, S. (1994). A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational Physics*, 114(1), 146-159.
- Taylor, G. I. (1923). Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 223, 289-343.
- Technologies, N. L. (Producer). (2016). XFlow. Retrieved from <http://www.xflowcf.com/>
- Teixeira, C. M. (1998). Incorporating turbulence models into the lattice-Boltzmann method. *International Journal of Modern Physics C*, 9(08), 1159-1175.
- Tentner, A., Lo, S., Ioilev, A., Samigulin, M., & Ustinenko, V. (2005). Computational fluid dynamics modeling of two-phase flow in a boiling water reactor fuel assembly.

- Tryggvason, G., Scardovelli, R., & Zaleski, S. (2011). *Direct Numerical Simulations of Gas–Liquid Multiphase Flows*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Turner, A., Morvan, H. P., & Simmons, K. (2015). A computational investigation into the effects of inlet swirl on a shrouded spiral bevel gear. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, GT 2015, June 15, 2015 - June 19, 2015, Montreal, QC, Canada.
- Ubbink, O. (1997). Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces. University of London PhD Thesis,
- Ubbink, O., & Issa, R. I. (1999). A Method for Capturing Sharp Fluid Interfaces on Arbitrary Meshes. *Journal of Computational Physics*, 153(1), 26-50.
- Unverdi, S. O., & Tryggvason, G. (1992). A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. *Journal of Computational Physics*, 100(1), 25-37.
- Wachs, A. (2009). A DEM-DLM/FD method for direct numerical simulation of particulate flows: Sedimentation of polygonal isometric particles in a Newtonian fluid with collisions. *Computers & Fluids*, 38(8), 1608-1628.
- Waidmann, W., Boemer, A., & Braun, M. (2006). Adjustment and verification of model parameters for Diesel injection CFD simulation. Paper presented at the 2006 SAE World Congress, April 3, 2006 - April 6, 2006, Detroit, MI, United states.
- Wallis, G. B. (1968). Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11(4), 783-785.
- Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., & Crawford, T. (1979). Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. *International Journal of Multiphase Flow*, 5(6), 437-462.
- Wieth, L., Lieber, C., Kurz, W., Braun, S., Koch, R., & Bauer, H.-J. (2015). Numerical modeling of an aero-engine bearing chamber using the meshless smoothed particle hydrodynamics method. Paper presented at the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition.
- Wilcox, D. C. (1998). *Turbulence modeling for CFD (Vol. 2): DCW industries La Canada, CA*.
- Williams, J. (2009). Thin film rimming flow subject to droplet impact at the surface. (PhD Thesis). University of Nottingham
- Wittig, S., Glahn, A., & Himmelsbach, J. (1994). Influence of high rotational speeds on heat transfer and oil film thickness in aero-engine bearing chambers. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 116(2), 395-401.
- Yarin, A. (2006). Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing.... *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38, 159-192.
- Yon, J. (2003). Jet Diesel haute pression en champ proche et lointain: Etude par imagerie. Université de Rouen,
- Young, C., & Chew, J. W. (2005). Evaluation of the Volume of Fluid Modelling Approach for Simulation of Oil/Air System Flows. (47268), 1249-1257.
- Youngs, D. L. (1982). Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion. *Numerical methods for fluid dynamics*.
- Zhao, J., Liu, Z., Lu, Y., & Hu, J. (2015a). Numerical modeling of unsteady oil film motion characteristics in bearing chambers. *International Journal of Turbo and Jet Engines*, 32(3), 233-245.
- Zhao, J., Liu, Z., Lu, Y., & Hu, J. (2015b). Numerical modeling of unsteady oil film motion characteristics in bearing chambers. *International Journal of Turbo & Jet-Engines*, 32(3), 233-245.
- Zuzio, D., Estivalèzes, J.-L., & DiPierro, B. (2016). An improved multiscale Eulerian–Lagrangian method for simulation of atomization process. *Computers & Fluids*.

ANNEXE : LE MODÈLE DE RUPTURE DE GOUTTELETTES TAB

A.1 Équation du mouvement

Le modèle de rupture de gouttelette est basé sur l'analogie de Taylor qui compare le comportement oscillatoire d'une gouttelette à celui d'un système masse-ressort :

$$m\ddot{x} = F_{TAB} - k_{TAB}x - d_{TAB}\dot{x} \quad A.1$$

Où m est la masse de la gouttelette, k est la constante du ressort, d est le facteur d'amortissement et x est le déplacement de l'équateur de la gouttelette par rapport à sa position d'équilibre.

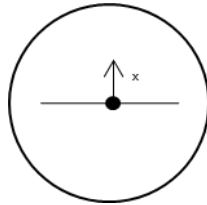


Figure A.1 Direction du déplacement de l'équateur d'une goutte sphérique

Les modèles de déformation de gouttelettes qui utilisent l'analogie de Taylor varient selon la méthode employée pour déterminer les paramètres d_{TAB} , k_{TAB} et F_{TAB} . Ces paramètres peuvent être obtenus empiriquement ou analytiquement.

Les approches empiriques se basent sur le modèle original de O'Rourke and Amsden (1987). Il s'agit du modèle employé dans le code de ANSYS Fluent par défaut.

On peut réécrire les valeurs d_{TAB} , k_{TAB} et F_{TAB} par les relations physiques décrites par les équations suivantes :

$$\frac{F_{TAB}}{m} = C_F \frac{\rho_g (u_g - u_d)^2}{\rho_l r} \quad A.2$$

$$\frac{k_{TAB}}{m} = C_k \frac{\sigma}{\rho_l r^3} \quad A.3$$

$$\frac{d_{TAB}}{m} = C_d \frac{\mu_l}{\rho_l r^2} \quad A.4$$

Où ρ_g et ρ_l sont les densités du gaz et du liquide, u_g et u_d sont les vitesses du gaz et de la gouttelette, r est le rayon de la gouttelette, σ est la tension de surface gaz-liquide et μ_l est la viscosité dynamique du liquide.

La rupture de la gouttelette a lieu lorsque $x > C_b r$. Les constantes C_F , C_k , C_d et C_b ont été obtenues par calibration à partir de mesures expérimentales : $C_F = 1/3$, $C_k = 8$, $C_d = 5$ et $C_b = 1/2$. Il faut mentionner que ces constantes sont à revoir selon le domaine d'application. Par exemple, pour les vaporisateurs de gazoline, Grover et al. (2002) déterminent que $C_k = 0.6$ permet au modèle d'obtenir des résultats en meilleure concordance avec les mesures effectuées. Le modèle est généralement adimensionnalisé par rapport à $C_b r$:

$$y = \frac{x}{C_b r} \quad \text{A.5}$$

Il prend alors la forme de l'équation A.6:

$$\ddot{y} = \frac{C_F \rho_g (u_g - u_d)^2}{C_b \rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \dot{y} \quad \text{A.6}$$

La rupture de la gouttelette est alors provoquée lorsqu' y est supérieur à 1.

En substituant directement les constantes originales C_F , C_k , C_d , C_b , le modèle TAB prend la forme :

$$K \ddot{y} = \frac{2}{3} - \frac{5N}{Re_g} \dot{y} - \frac{8}{We_g} y \quad \text{A.7}$$

Avec $K = \rho_l / \rho_g$ et $N = \mu_l / \mu_g$.

Étant donné que le niveau de distorsion de la gouttelette varie, entre ($y = 0$) et ($y = 1$), ce modèle prévoit une variation linéaire du coefficient de traînée entre celui d'une sphère et celui d'un disque (Liu, Mather, & Reitz, 1993).

$$C_d = C_{d,sphère} + y(C_{d,disque} - C_{d,sphère}) \quad \text{A.8}$$

A.2 Correction de Clark

Un des problèmes soulevés dans le modèle TAB est l'incohérence vis-à-vis l'analogie d'un système masse-ressort. Les forces appliquées dans un tel système sont censées passer par son centre de masse. Similairement, les forces agissant sur la gouttelette doivent être divisées entre l'hémisphère nord et sud de la gouttelette et passer par le centre de masse de la gouttelette à une distance $\pm 4r/3\pi$ de l'équateur. Donc, la variable y devrait être le déplacement du centre de masse de la demi-gouttelette, car le déplacement de l'équateur disparaît symétriquement. L'approche analytique de Clark (1988) corrige le modèle d'oscillation TAB en préservant la coupe transversale de la gouttelette au lieu de son volume :

$$(K + 1)\ddot{y} = \frac{2}{\pi} - \frac{9\pi^2(N + 1)}{4Re_g} \dot{y} - \frac{9\pi^2}{4We_g} \left(y - \frac{4}{3\pi} \right) \quad \text{A.9}$$

La variable y est la distance adimensionnalisée par le rayon de la gouttelette entre le centre de masse d'une hémisphère et l'équateur de la gouttelette, $y = y^*/r$.

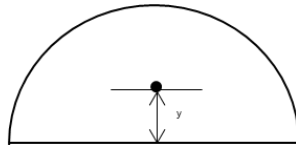


Figure A.2 Distance entre le centre de masse et l'équateur de l'hémisphère d'une goutte

Lorsque ($y < 1$), la goutte s'aplatit pour devenir un sphéroïde oblat et lorsque ($y > 1$), elle s'élargit pour devenir un sphéroïde prolata. Le centre de masse y_m à une distance y de l'équateur est relié à l'axe principal b de l'ellipse par la relation suivante :

$$y = \frac{3}{16}\pi b \quad \text{A.1}$$

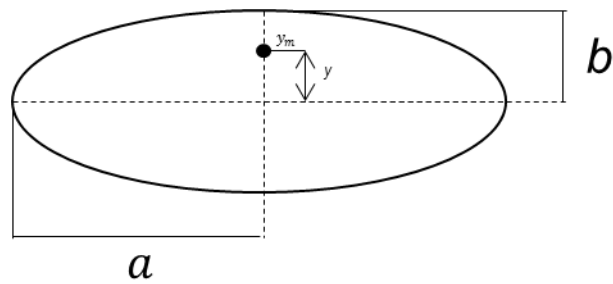


Figure A.3 Axes principaux d'un sphéroïde

L'axe a est relié à b par la condition : $a = 1/b^2 - 1$. Ainsi, on a :

$$a = \left(\frac{3\pi}{16}\right)^2 \frac{1}{y^2} - 1. \quad \text{A.11}$$

Schmehl (2002) emploie l'allongement du sphéroïde défini par l'équation A.12 pour effectuer une interpolation linéaire entre la traînée d'une sphère et celle d'un disque.

$$E = \frac{1}{b^3} = \left(\frac{3\pi}{16}\right)^3 \frac{1}{y^3} \quad \text{A.12}$$

En posant la quantité $f = 1 - E^2$, il définit la traînée de la gouttelette comme :

$$C_D = (1 - f)C_{D_{sphere}} + fC_{D_{disque}} \quad \text{A.13}$$

Ainsi à ($E = 1$), la gouttelette est parfaitement sphérique alors qu'à ($E = 0$), elle est aplatie comme un disque.