

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Romain GUILLAUMENT

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

**Modélisation globale de l'alimentation d'une emprise lubrifiée par émulsion:
simulation numérique directe et analyse physique des phénomènes.**

Soutenue le : 7 Décembre 2010

Après avis de :

M.	Pierre Montmitonnet	Directeur de recherche CNRS, CEMEF	Rapporteur
M.	Alain Berlemont	Directeur de recherche CNRS, CORIA	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	Pierre Montmitonnet	Directeur de recherche CNRS, CEMEF	Rapporteur
M.	Alain Berlemont	Directeur de recherche CNRS, CORIA	Rapporteur
M.	Jean Paul Caltagirone	Professeur, Université Bordeaux 1	Directeur
M.	Stéphane Vincent	Maître de Conférence, IPB	Co-Directeur
M.	Patrik Hoffmann	Professeur, EPFL	Examineur
M.	Aziz Omari	Professeur, IPB	Examineur
M.	Pascal Gardin	Ingénieur de recherche ArcelorMittal	Examineur

Modélisation globale de l'alimentation d'une emprise lubrifiée par émulsion: simulation numérique directe et analyse physique des phénomènes.

Résumé

L'objet de cette thèse est de modéliser et simuler des écoulements diphasique/triphasique à phase non miscibles. L'impact de plusieurs gouttes d'émulsion (eau/huile) sur une plaque mouillante l'huile est simulé. Ainsi, une méthode pour lisser l'interface (SVOF), afin d'obtenir un courbure précise, basée sur une méthode eulérienne de type "Volume Of Fluid" (VOF) spécifique au caractère multiphasique de l'écoulement est développé. Un modèle de ligne triple et un modèle de mouillabilité sont développés pour calculer les forces capillaires. Ces modèles et ces méthodes sont validés partir de données expérimentales puis utilisés pour simuler le Plate-Out et les écoulements macroscopiques au voisinage du cylindre de laminage.

Mots clé : Simulation numérique 3D; Écoulement multiphasique ; Mouillabilité ; Ligne triple ; Lubrification ; Plate-Out ; Smooth VOF

Abstract

The scope of this dissertation is to model and simulate non-miscible multiphase flows. The impact of several emulsion droplet on the wetting steel strip is simulated. So, the method of smooth VOF based on Eulerian "Volume Of Fluid" approach which is particularly adapted to interfacial flows is developed. The new method SVOF allows to calculate the curvature with a better precision than other method. A wettability model and a triple line model are developed to calculate the capillary forces. This models and this methods validated on the experimental data and used to simulate the Plate-Out and the macroscopic flows in neighbourhood of cold rolling system.

Key words: 3D numerical simulation; Multiphase flow; wettability; Triple line; Lubrication; Plate-Out; Smooth VOF.

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein du laboratoire de recherche l'UMR TREFLE de l'Université de Bordeaux 1 (Unité Mixte de Recherche sur les Transferts, Ecoulements, Fluides et Energétique) et ArcelorMittal Research. Ce travail a été mené au laboratoire TREFLE sur le site de l'ENSCBP (Ecole Nationale Supérieure de Chimie Biologie et Physique) dont je remercie les directeurs respectifs, Eric Arquis et Jean-Marc Heintz et a été suivi par le chef de projet et l'ingénieur de recherche d'ArcelorMittal, Maxime laugier et Pascal Gardin, que je remercie.

Je tiens à remercier particulièrement mon directeur de thèse, Jean-Paul Caltagirone, Professeur de l'Université Bordeaux 1, pour la confiance et l'autonomie qu'il m'a accordé tout au long de mes trois années de thèse.

Cette thèse a été co-encadrée par Stephane Vincent du laboratoire TRFLE. Toujours disponible, il a su, par ses compétences, me donner de bonnes pistes plus ou moins ardues à suivre ce qui m'a permis de gagner un temps précieux. Son enthousiasme et sa "positive attitude" concernant mes travaux de recherche m'ont motivé et stimulé pendant ces trois ans. Pour cela, et pour le reste, je lui exprime ma profonde reconnaissance et toute mon amitié.

Je remercie sincèrement les membres du jury : M. Patrick Hoffmann, Professeur de l'Ecole Polytechnique de Lausanne, qui m'a fait l'honneur de présider ma soutenance. MM. Pierre Montmitonnet, directeur de recherche au CNRS CEMEF (Centre de Mise en Forme des matériaux), Alain Berlemont, directeur de recherche au CNRS CORIA (COMplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie) et Aziz Omari, Professeur de l'Institut Polytechnique de Bordeaux qui ont accepté de prendre du temps et mobiliser leurs compétences pour être rapporteurs de mon manuscrit et de ma soutenance.

Je tiens à remercier plus particulièrement Nicolas Legrand, Maurice Tornicelli, ingénieurs ArcelorMittal, pour toute l'aide précieuse qu'ils m'ont apporté au cours de l'ensemble du projet.

Je tiens à remercier mes collègues de labo pour les moments de décompression mais aussi de réflexion. Je commence par le sud, la paire basque pour les moments de férias et de pala, Etienne et Arnaud. Les potes d'apéros et de mots croisés Mathilde (la blonde, toujours pleine de vie), Arthur (le blond, le chanteur rock du labo), Delphine (toujours prête pour boire un verre) et bien entendu la paire CEA, Nico et Jerome.

Je tiens à remercier Pierre, Cedric, Stéphane et Pascale pour leur aide et les remarques pertinentes, et Valérie pour son soutien administratif.

Je finis mes remerciements par mes amis qui ont su me supporter pendant ces trois années, mes parents pour leur compréhension et leur soutien pour ces longues années d'études et Nancy qui a su me remonter le moral et pour sa disposition à relire ce manuscrit.

Merci à tous.

Romain

Table des matières

Remerciements	1
Nomenclature	7
Introduction générale	19
1 Etat de l’art sur la lubrification en laminage à froid	23
1.1 Enjeux	23
1.2 Présentation du problème	24
1.3 La lubrification dans un laminoir	25
1.3.1 Régime limite	25
1.3.2 Régime mixte	25
1.3.3 Régime hydrodynamique	25
1.3.4 Régime Elasto-Hydrodynamique(EHD)	27
1.3.5 Régime Plasto-Hydrodynamique(PHD)	29
1.3.6 Influence de la vitesse de laminage	31
1.4 Les émulsions en laminage	32
1.4.1 Généralités sur les émulsions	33
1.4.1.1 Définition	33
1.4.1.2 Stabilité des émulsions concentrées	33
1.4.1.3 Mécanismes dans l’émulsion	37
1.4.2 Influence de la taille de goutte sur la stabilité des émulsions	40
1.4.3 Influence de la chimie	41
1.5 Modélisation du Plate Out (PO) et des écoulements macroscopiques	43
1.5.1 Plate Out	43
1.5.1.1 Etude expérimentale	43

1.5.1.2	Etude numérique	47
1.5.2	Écoulements macroscopiques	50
1.5.2.1	Modèle de viscosité efficace	50
1.5.2.2	Modèle de Szeri [101]	52
1.5.2.3	Modèle de Wilson [113]	52
1.5.2.4	Modèle de Cassarini	55
1.5.3	Synthèse	56
2	Modélisation des écoulements multiphasiques incompressibles pour des fluides non miscibles	59
2.1	Modèle 1-Fluide	59
2.1.1	Equation du mouvement	60
2.1.2	Conditions de saut	61
2.2	Modèle de tensions de surfaces	61
2.2.1	Modèle de Brackbill	61
2.2.2	Un modèle de force volumique pour trois phases	63
2.2.3	Un modèle de mouillabilité à la paroi	64
2.2.4	Etude de l'hysteresis	67
2.3	Synthèse	68
3	Méthodologie Numérique	71
3.1	Discrétisation des équations du mouvement	72
3.1.1	Intégration temporelle	72
3.1.2	Intégration spatiale	75
3.2	Méthodes de capture d'interface	77
3.2.1	VOF-PLIC	77
3.2.2	Smooth VOF	78
3.2.3	level-set	79
3.2.4	Analyse de la courbure sur une interface fixe	81
3.3	Méthode de pénalisation	90
3.4	Speed up	91
3.5	Validation	92
3.5.1	Le cas d'une lentille flottante [30]	92
3.5.2	Etude statique d'une goutte sur une surface	96
3.5.3	Etude dynamique d'une goutte sur une surface	97

3.5.3.1	Impact sur une paroi horizontale	97
3.5.3.2	Impact sur une paroi inclinée	100
4	Alimentation de la lubrification - Plate Out (PO)	103
5	Écoulements macroscopiques au voisinage de l'emprise	105
5.1	Configurations des écoulements macroscopiques	106
5.1.1	Hypothèses	106
5.1.2	Conditions initiales et limites	106
5.1.3	Simulation numérique directe 3D	107
5.2	Ressaut hydraulique	110
5.2.1	Théorie	111
5.2.2	Simulation numérique directe 3D	113
5.2.2.1	Influence du nombre de Reynolds	114
5.2.2.2	Influence de la largeur de tôle	115
5.2.2.3	Modèle	116
5.3	Approche par les équations de Saint-Venant	121
5.4	Synthèse	121
6	Conclusions générales et perspectives	123
7	Annexes	129
7.1	Solution analytique	129
7.2	Résultats et Interprétations	132
7.3	Synthèse	132
	Bibliographie	144

Nomenclature

Lettres latines

h :	épaisseur du film	m
R_g :	rugosité de la plaque	m
$\mathbf{u}$:	vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
P :	pression	Pa
P_L :	pression de Laplace	Pa
P_0 :	pression initiale	Pa
F :	force	N
F_d :	force exercée par la phase dispersée	N
F_c :	force exercée par la phase continue	N
Q :	débit	$m^3.s^{-1}$
Q_d :	débit de la phase dispersée	$m^3.s^{-1}$
Q_c :	débit de la phase continue	$m^3.s^{-1}$
U_c :	vitesse du cylindre	$m.s^{-1}$
U_p :	vitesse de la plaque	$m.s^{-1}$

U_{mg} : vitesse de migration de la goutte $m.s^{-1}$

k : coefficient de Mundo

U : vitesse de l'écoulement $m.s^{-1}$

G : glissement en avant %

A : surface de la goutte m^2

T : température $^{\circ}K$

E : énergie J

E_{gb} : élasticité de Gibbs $N.m^{-3}$

ΔF : énergie libre J

ΔU : énergie interne J

ΔS : entropie J

D : coefficient de diffusion $m^2.s^{-1}$

d : diamètre de goutte m

R, r : rayon de la goutte m

g : gravité $m.s^{-2}$

l_c : longueur capillaire m

C_k : fonction de phase

C^S : fonction de phase lissée

C_p : coefficient de mouillabilité

$F_v :$	forces volumiques	N
GP :	gradient de pression adimensionné	
$\mathbf{n} :$	normale	
N :	nombre de goutte numérique	
$S_{ind} :$	surface d'impact du spray industriel	m^2
$S_{num} :$	surface d'impact du spray numérique	m^2
$L_r :$	longueur de retour	m

Lettres grecques

$\rho :$	masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\mu :$	viscosité dynamique	Pa.s
$\mu_{eq} :$	viscosité dynamique équivalente	Pa.s
$\mu_c :$	viscosité dynamique de la phase continue	Pa.s
$\mu_d :$	viscosité dynamique de la phase dispersée	Pa.s
$\phi_0 :$	concentration initiale en huile	
$\phi_d :$	concentration de la phase dispersée	
$\phi_c :$	concentration de la phase continue	
$\phi :$	potentiel vitesse	
$\tau :$	temps de rupture	s

$\xi :$	densité de probabilité	
$\gamma :$	coefficient de tension superficielle	$N.m^{-1}$
$\zeta :$	la force externe par unité de surface	$N.m^{-2}$
$\mu_s :$	viscosité de surface	Pa.s
$\kappa :$	courbure de l'interface	m^{-1}
$\Theta :$	angle de contact	$^{\circ}$
$\Theta_p :$	angle d'inclinaison de la surface	$^{\circ}$
$\chi_T :$	coefficient de compressibilité	$m.s^2.kg^{-1}$
$\alpha, \beta :$	coefficient ajustant la perte charge	

Nombres adimensionnels

Re :	nombre de Reynolds
We :	nombre de Weber
Fr :	nombre de Froude
Oh :	nombre de Ohnesorge
Bo :	nombre de Bond
Ca :	nombre capillaire
M :	nombre de Mach

Acronymes

CMC : Concentration Micellaire Critique

VOF : Volume Of Fluid

SVOF : Smooth Volume Of Fluid

BIM : Boundary Integrate Method

CSF : Continuum Surface Force

MAC : Marker And Cells

PO : Plate Out

PHD : Plasto-Hydrodynamique

EHD : Elasto-Hydrodynamique

Table des figures

1	Impact d'une goutte d'eau dans un bain d'eau (Roger McLassus); <i>ref:http://www.wallpaper.net.impact-Roger-McLassus-1-1024x768.jpg</i>	21
2	Instabilité de Kelvin-Helmholtz rendue visible en aval du mont Duval en Australie par la formation de nuages; <i>ref:http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Wavecloudsduval.jpg</i>	21
3	Mascaret, ressaut hydraulique naturel dans la ville de Quillebeuf; <i>ref:http://bouteloup.pierre.free.fr/mascaret.jpg</i>	21
4	Procédé de laminage, vue de dessus à gauche représentant les multiples cages de laminage, vue de coté sur la droite représentant la buse d'aspersion pour lubrifier et refroidir le système. <i>ref:images ArcelorMittal</i>	22
1.1	Procédés industriels de lubrification lors d'un laminage à froid	24
1.2	Evolution de la vitesse de tôle dans l'emprise (Cassarini [19])	26
1.3	Représentation du coefficient de frottement en fonction de la vitesse des cylindres (Spikes [100])	28
1.4	Sur le graphe de dessous sont représentées l'épaisseur de film et l'aire de contact en fonction de la vitesse ; sur le graphe de dessus sont représentés le coefficient de frottement et le glissement en avant en fonction de la vitesse (Marsault [71]).	30
1.5	Décomposition de l'emprise en trois zones où la pression évolue en fonction de la position dans l'emprise pour trois vitesses différentes 0.001 m/s, 0.1 m/s, 10 m/s , P_b est la pression du fluide (Marsault [71])	31
1.6	Influence de la vitesse de laminage pour différentes concentrations en huile sur l'épaisseur déposée (Zhu [120]).	32
1.7	coalescence de gouttes (Leal-Calderon [61])	34
1.8	contact entre une émulsion H/E et un film d'huile (De Gennes [29])	35
1.9	Définition de la pression de Laplace	38

1.10	Représentation du volume d'huile dans la phase aqueuse en fonction du diamètre de goutte et de la concentration en émulsifiant (Cambiella [16]).	41
1.11	Evolution de la hauteur du film déposé sur la tôle au cours du temps en heures en fonction de la concentration en émulsifiant. (Cambiella [16])	42
1.12	Système d'aspersion en application directe: à gauche système industriel (image ArcelorMittal), à droite système à modéliser (V_{steel} = vitesse de laminage) . .	44
1.13	Courbe de Mundo , le nombre d'Ohnesorge en ordonnée et le nombre de Reynolds en abscisse (Mundo [75]).	45
1.14	Représentation d'un impact d'une goutte d'émulsion supposée homogène. . .	46
1.15	Description des trois phases lors d'un impact de goutte d'émulsion (Adler [84]).	46
1.16	Etude de l'épaisseur de fluide déposé en fonction de l'angle d'impact , de la pression d'injection et des conditions des surfaces (film épais ou surface sèche) (Weiss [111])	48
1.17	Etude de la vitesse de goutte à l'impact en fonction de l'angle d'impact , de la pression d'injection et des conditions des surfaces (film épais ou surface sèche) (Weiss [111])	49
1.18	Impact de plusieurs gouttes sur un film épais (Yarin et Weiss [112])	50
1.19	Représentation des écoulements dans la zone d'entrée (Wilson [113])	53
1.20	Epaisseur de film d'émulsion en fonction de la vitesse de laminage (Cassarini [19]). Les paramètres sont les suivants : la rugosité $r_q = 1\mu m$, le rayon du cylindre $R = 0.1m$, le débit d'émulsion $Q = 4.10^{-6}m^3.s^{-1}$ et la largeur de plaque $l = 0.1m$	55
1.21	Modèle de Cassarini	56
2.1	Calcul de la force volumique en triphasique	63
2.2	courbe paramétrique du coefficient de mouillabilité en fonction de l'angle de contact selon plusieurs fluide et plusieurs maillages	66
2.3	goutte en équilibre sur une surface pour un angle de contact de 150° avec la gravité	66
2.4	Visualisation de l'hystérésis d'une goutte sur une paroi inclinée à 60° avec deux conditions: en haut, la paroi est mouillante avec un angle de contact de 30° et en bas, elle est non mouillante avec un angle de contact de 130°	68

2.5	Etude de l'angle en fonction du temps pour des surfaces mouillantes (30°) et non mouillantes (130°) sur un plan incliné initialement à 60° pour différents diamètre de goutte ($d = 0.56$ mm et 5.6 mm).	69
2.6	Etude de l'étalement d'une goutte sur une surface mouillante et lisse pour un nombre de Weber de 90 avec différents angles d'inclinaison allant de 10° à 90° d'après Sikalo [98]	70
3.1	Volume de contrôle de discrétisation Volumes Finis pour la composante u_x .	76
3.2	Initialisation of a circular phase function - Comparison of VOF function C , and Smoothed VOF function C^S obtained with $D = 1$	80
3.3	variation de la ligne de contact en fonction du paramètre d'étalement de la méthode SVOF	80
3.4	Présentation des géométries étudiées pour le calcul de la courbure, à gauche: un cercle avec une courbure constante de 1 m^{-1} et à droite: une géométrie complexe avec une courbure variable et trois singularités en $x = \frac{-1}{3}$; $x = 0$; $x = \frac{1}{3}$	81
3.5	Présentation de la courbure sur le cas de la géométrie complexe sans méthode de lissage	83
3.6	Etude de la courbure avec les méthodes présentées sur un cercle de courbure 1 m^{-1}	85
3.7	Présentation de la courbure pour un cercle avec les méthodes Hessian+SVOF sur grille duale et les marqueurs à l'interface + SVOF, l'épaisseur de maille est de 2 mailles de chaque coté de l'interface pour la fonction lissage SVOF .	86
3.8	Présentation de la courbure avec la méthode CSF sur le cas 3.34	87
3.9	Présentation de la courbure sur le cas 3.34 avec la méthode CSF + SVOF. La figure du haut présente l'ensemble de la courbure, la figure du bas est un zoom sur la variation de la courbure montrant l'influence de l'épaisseur de diffusion du SVOF,	88
3.10	Présentation de la courbure calculée par le Hessian avec grille duale + SVOF sur le cas 3.34	89
3.11	Présentation de la courbure calculée par la méthode lagrangienne (les marqueurs à l'interface) + SVOF sur le cas 3.34	90
3.12	Etude du speed up pour le cas d'un impact de goutte d'émulsion avec la méthode du lagrangien augmenté.	92
3.13	ligne triple	93

3.14	simulation de l'équilibre d'une lentille sur un bain liquide; à gauche $t=0s$, à droite $t=1s$ [49]	94
3.15	Evolution temporelle de l'épaisseur d'une lentille d'huile sur de l'eau ; en haut $S < 0$ ($\gamma_{13} = 0.296 \text{ N.m}^{-1}$) ; en bas $S > 0$ ($\gamma_{13} = 0.148 \text{ N.m}^{-1}$) [49]	97
3.16	Représentation d'un cas partiellement non mouillant à la paroi	98
3.17	Représentation d'un cas partiellement mouillant à la paroi	98
3.18	$t=5 \text{ ms}$, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$	99
3.19	$t=25 \text{ ms}$, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$	99
3.20	$t=100 \text{ ms}$, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$	99
3.21	La figure du haut représente la validation du modèle de mouillabilité sur le cas mouillant des expériences de Wang [110]. La figure du bas décrit la validation sur le cas non mouillant	100
3.22	Etude de la convergence en fonction du maillage pour le cas d'un impact de goutte sur une surface non mouillante - comparaison avec les expériences de Wang <i>et al.</i> [110]	101
3.23	Impact d'une goutte d'eau sur une surface mouillante avec le modèle SVOF et avec une couche de fluide à la paroi - comparaison des deux méthodes avec les expériences de Wang <i>et al.</i> [110]	101
3.24	Evolution en temps de la longueur d'étalement et de la hauteur pour l'impact d'une goutte sur paroi inclinée avec $(d_p, v_o, \Theta_p)=(1.12mm, 2.8m/s, 45^\circ)$ - impact sur une surface mouillante avec un angle de contact $\Theta_C = 30^\circ$ en comparaison avec les expériences de Fujimoto <i>et al.</i> [44].	102
5.1	Vue de dessus des écoulements fluides au voisinage de l'emprise.	105
5.2	Vue de profil des ménisques entre les milieux fluides : émulsion-air ambiant. .	106
5.3	Modélisation du l'étude des écoulements macroscopiques avec V_p la vitesse de laminage, h la hauteur du domaine de calcul, l la largeur d'une demi-tôle (condition de symétrie) et L longueur de plaque	107
5.4	Représentation du domaine de calcul sur 400 mm de long et 100 mm de haut avec une largeur de 100 mm. Le jet d'aspersion est une condition limite sur la face supérieure positionnée sur 4 mailles avec un angle de 30° avec la tôle. .	108
5.5	Représentation de l'écoulement retour 3D à 50 ms et sur une coupe 2D à 2ms. 50 000 itérations, 40.92 millions de points, 360 h de calculs, 512 CPU pour un temps physique de 50 ms	109

5.6	Représentation des champs de vitesses dans les écoulements au voisinage de l'emprise sur une coupe 2D situé sur la limite de symétrie correspondant au centre de la tôle.	109
5.7	Représentation de la vorticité en amont de l'emprise	110
5.8	Schématisation d'un ressaut hydraulique	111
5.9	Représentation de la modélisation des écoulements au voisinage de l'emprise de type ressaut hydraulique.	113
5.10	Représentation de l'écoulement retour pour une largeur de tôle de 0.5 m, le fluide impact un mur (modélisant le cylindre). Sur la figure du haut, le nombre de Reynolds est de 34 et sur la figure du bas, le nombre de Reynolds est de 680114	
5.11	Etude du rapport des hauteurs de fluide sur la paroi verticale en fonction du nombre de Froude avec une variation de viscosité allant de 1 Pa.s à 0.001 Pa.s	115
5.12	Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m; 0.05 m; 0.1 m et 0.5 m. Cette étude est comparée aux expériences de Chanson [22] et à la loi empirique de Murzyn [76].	116
5.13	Etude du rapport des hauteurs en fonction du nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m; 0.05 m; 0.1 m et 0.5 m. Cette étude est comparée aux expériences de Chanson [21]	117
5.14	Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du rapport entre le nombre de Reynolds et le nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m; 0.05 m; 0.1 m et 0.5 m avec une viscosité de 1 Pa.s. Comparaison avec le modèle (�quation 5.14)	118
5.15	Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du nombre de Reynolds pour des largeurs de plaques de 0.025 m; 0.05 m; 0.1 m et 0.5 m. Comparaison avec le modèle (�quation 5.23)	119
5.16	Représentation de la vorticité sur les écoulements retour pour trois vitesses 0.425 m.s^{-1} (image du haut), 0.85 m.s^{-1} (image du milieu) et 1.7 m.s^{-1} (image du bas), dans une coupe 2D sur la condition de symétrie correspondant au centre de la tôle.	120
5.17	Comparaison entre le modèle 5.23 du ressaut avec le nombre de Reynolds et les simulations 3D avec la pénalisation du cylindre avec une largeur de bande de 0.1m	122

6.1	Conditions limites de la simulation numérique 3D du Plate Out	125
6.2	Modélisation du l'étude des écoulements macroscopiques avec V_p la vitesse de laminage, h la hauteur du domaine de calcul, l la largeur d'une demi-tôle (condition de symétrie) et L longueur de plaque	125
6.3	Représentation de la modélisation des écoulements au voisinage de l'emprise de type ressaut hydraulique.	126
7.1	schéma présentant le cas d'étude	130
7.2	tableau récapitulatif sur l'épaisseur, h_0 épaisseur entrefer fixé, h épaisseur entrefer variable au cours du temps	133
7.3	données ArcelorMittal	133
7.4	courbes de débit et épaisseur en fonction de la vitesse de bande	134

Introduction générale

La grande majorité des écoulements qui nous entourent sont des écoulements complexes multiphasiques. Un écoulement multiphasique tel qu'il sera décrit dans ce travail est un écoulement de plusieurs fluides non miscibles séparés par des interfaces sensibles à diverses propriétés de la mécanique, de la physique et de la chimie. Leur compréhension physique et leur prédiction sont donc primordiales dans de nombreuses applications industrielles ou environnementales. Ces écoulements sont généralement constitués de fluides non miscibles créant une interface entre ces derniers. Diverses disciplines, telles que la physique fondamentale, le génie côtier et le génie chimique, s'intéressent à la physique de ces interfaces créant des instabilités. Ces dernières peuvent être multi échelles comme par exemple les instabilités de Rayleigh-Taylor et les impacts de gouttes (figure 1) qui se déroulent à de petites échelles ou encore les instabilités de Kelvin-Helmoltz (figure 2) et les mascarets¹(figure 3) que nous percevons dans les écoulements géophysiques à grande échelle.

L'étude expérimentale des écoulements multiphasiques apparaît actuellement toujours difficile à mettre en oeuvre compte tenu de la complexité des interfaces et du caractère multi échelles de l'écoulement [21, 22, 62, 18, 77, 48, 20]. Pour pallier le manque d'informations de ces écoulements, ces trente dernières années ont vu l'émergence de nombreux modèles et de méthodes numériques dédiés aux écoulements multiphasiques.

La lubrification entrant dans cette catégorie d'écoulement, nous nous intéresserons dans cette thèse à l'étude de la lubrification lors du laminage à froid de tôles métalliques par le biais de la simulation numérique.

Le contrôle de la lubrification est un paramètre essentiel pour un rythme de productivité élevé et pour réduire la force de laminage nécessaire. Cette lubrification est assurée ici par

1. Propagation d'un ressaut le long du cours d'un fleuve ou d'un canal. C'est un phénomène de brusque surélévation de l'eau d'un fleuve ou d'un estuaire provoquée par l'onde de la marée montante lors des grandes marées.

une émulsion Eau/Huile. L'industriel se doit de comprendre et de maîtriser ces écoulements multiphasiques dans les procédés de laminage à froid afin d'assurer une bonne qualité de produit et un rendement convenable. Face à ce problème, les ingénieurs d'ArcelorMittal ont contacté le laboratoire TREFLE et son équipe MFN, avec laquelle ils travaillent depuis une dizaine d'années, afin de modéliser et simuler la lubrification.

L'objectif de ce travail de recherche consiste à modéliser et à simuler les écoulements multiphasiques internes au spray d'aspersion et aux écoulements proches de l'emprise de laminage. Le but est de déterminer le comportement d'une émulsion à son impact sur la tôle et de prédire la quantité d'huile déposée sur cette tôle. Par ailleurs, notre étude s'attachera à prédire les écoulements retours au voisinage de l'emprise (figure 4) afin de définir les configurations du procédés telles que l'écoulement retour allant vers la zone de rampe d'aspersion. La première partie de cette thèse sera consacrée à l'analyse des précédents travaux existants sur la présentation de la lubrification en laminage. La caractérisation des différents régimes de laminage sont présentés. Nous définissons les différentes propriétés des émulsions dans le cadre de la lubrification et nous ciblons les différents paramètres physiques pour optimiser la déposition d'huile, contenue dans cette émulsion, sur la tôle métallique.

Une deuxième partie exposera la modélisation des écoulements multiphasiques incompressibles pour des fluides non miscibles. Nous présenterons le modèle 1-Fluide [58, 69] dont la viscosité et la densité sont affectées localement par le biais de la concentration. Les modèles de tensions de surface sont développés pour des schémas VOF avec en particulier un modèle de ligne triple et un modèle de mouillabilité des surfaces.

Une troisième partie sera consacrée à la présentation des outils numériques essentiels pour effectuer les simulations. Dans ce chapitre, nous présenterons les techniques de capture d'interface, les méthodes de lissage de l'interface et le calcul de la courbure d'interface.

Une quatrième partie exposera la modélisation du système d'aspersion industrielle en application directe dit "Plate Out" afin de comprendre les mécanismes de déposition d'huile sur la tôle à partir d'impacts de gouttes d'émulsion Eau/Huile. De ces études sortiront des modèles globaux en fonction de différents paramètres d'entrée du procédé.

Enfin, une dernière partie portera sur la modélisation des écoulements macroscopiques au voisinage des cylindres de laminage. Dans ce chapitre, nous étudierons les écoulements d'émulsion qui retournent du cylindre de laminage vers la rampe d'aspersion. Nous comparerons les simulations aux observations industrielles qui laissent entrevoir un écoulement de type ressaut hydraulique.



FIGURE 1 – Impact d’une goutte d’eau dans un bain d’eau (Roger McLassus);
ref :<http://www.wallpaper.net.au/wallpapers/miscellaneous/Drop-Impact-Roger-McLassus-1-1024x768.jpg>



FIGURE 2 – Instabilité de Kelvin-Helmholtz rendue visible en aval du mont Duval en Australie par la formation de nuages; *ref :<http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Wavecloudsduval.jpg>*

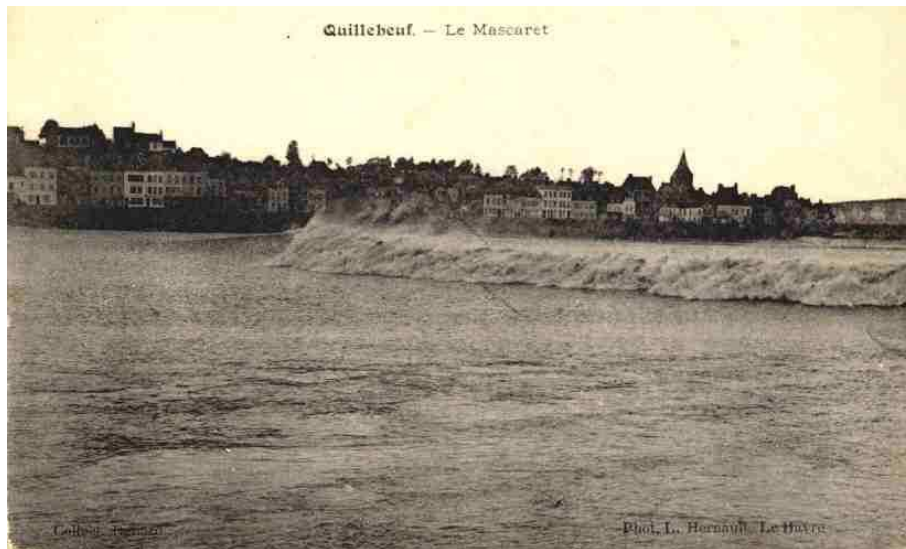


FIGURE 3 – Mascaret, ressaut hydraulique naturel dans la ville de Quillebeuf;
ref : [http ://bouteloup.pierre.free.fr/astro/quillebeuf.bmp](http://bouteloup.pierre.free.fr/astro/quillebeuf.bmp)

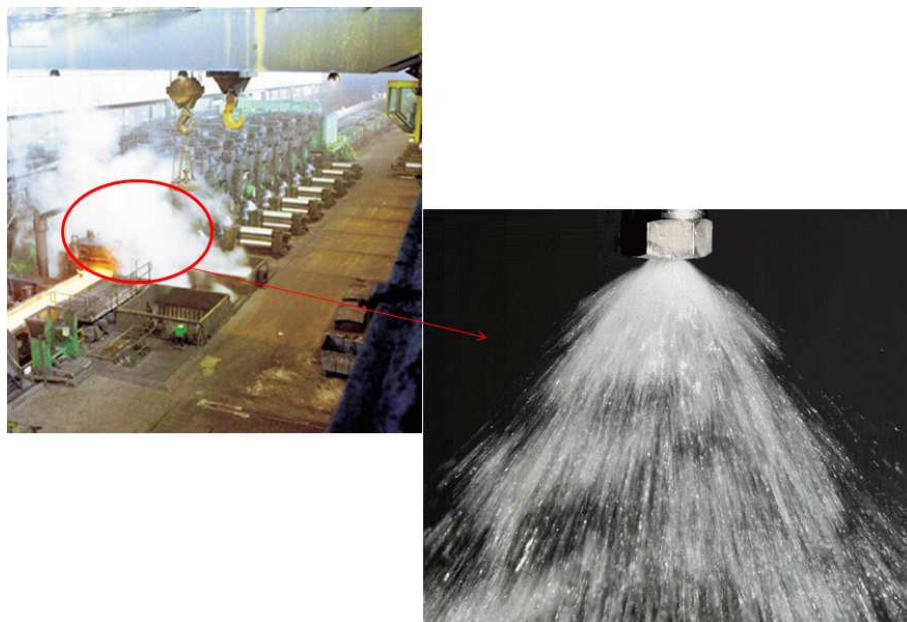


FIGURE 4 – Procédé de laminage, vue de dessus à gauche représentant les multiples cages de laminage, vue de coté sur la droite représentant la buse d’aspersion pour lubrifier et refroidir le système. *ref : images ArcelorMittal*

Chapitre 1

Etat de l'art sur la lubrification en laminage à froid

1.1 Enjeux

L'objet de cette thèse s'inscrit dans une continuité de plusieurs collaborations entre l'industriel ArcelorMittal et le laboratoire TREFLE sur divers sujets de la modélisation des procédés industriels en mécanique des fluides. Le besoin important de l'industrie est de disposer d'un modèle de lubrification prédictif. A l'aide d'un modèle incluant autant de paramètres du procédé que possible, l'industriel souhaite résoudre des problèmes existants, mais aussi concevoir les gammes de laminage et intervenir en fonction de la variation de vitesse dans le train de laminage. Nos travaux ont été motivés par le besoin de connaître le mécanisme de lubrification d'une emprise¹ et l'optimisation du système de lubrification dans les laminoirs. La maîtrise de la lubrification permet d'augmenter le rythme de production et la qualité de la surface de la tôle en évitant le contact cylindre-tôle. Dans le laminage, il faut distinguer le laminage à chaud (800°C - 1200°C) qui intervient directement sur les pièces coulées de grande épaisseur et le laminage à froid ($T < 200^{\circ}\text{C}$) situé en bout de chaîne de production. La thèse est focalisée uniquement sur le laminage à froid où la déformation mécanique, donc la réduction des tôles est inférieure à celle du laminage à chaud. Les produits de laminage à froid sont destinés aux constructeurs automobiles et à l'emballage (canettes alimentaires à faibles épaisseurs). L'épaisseur d'entrée des tôles à laminer est de quelques millimètres et elles sortent à quelques centaines de micromètres.

1. L'emprise est le lieu où la tôle subit sa réduction

1.2 Présentation du problème

Le laminage d'une tôle est présenté sur la figure 1.1, le cylindre tourne à une vitesse U_c et la tôle d'acier est entraînée à la vitesse $U_{tôle} < U_c$. Elle subit sa réduction sous la pression des deux cylindres constituant l'emprise. Lors de ce procédé, le contrôle de la déformation des matériaux et la qualité de la déformation en surface sont des priorités. Pour cela, une lubrification entre le cylindre et la tôle est indispensable. Cette lubrification est effectuée via deux sprays d'émulsion, composé d'eau et d'huile, l'un des fluides servant à refroidir le système et l'autre à le lubrifier. Un spray est orienté dans la zone dite de convergent pour refroidir les cylindres et pour apporter un surplus d'huile au film existant formé par l'autre spray dans la zone d'application directe dite "Plate Out". Cette émulsion subit différents mécanismes lors de son parcours du spray jusqu'à l'emprise. La maîtrise de l'épaisseur d'huile est importante dans cette zone afin de contrôler la lubrification du procédé. La mesure de l'épaisseur d'huile sur la plaque est difficile. De ce fait, la simulation numérique apparaît comme l'outil idéal pour déterminer précisément l'épaisseur d'huile et pour modéliser les comportements du Plate Out et des écoulements macroscopiques.

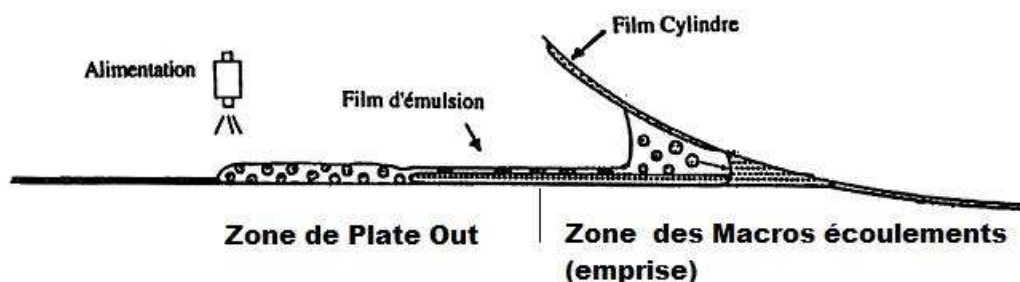


FIGURE 1.1 – Procédés industriels de lubrification lors d'un laminage à froid

L'étude est découpée en deux parties, la première étant l'étude du mécanisme du Plate Out où l'impact d'une goutte d'émulsion est observé à différentes vitesses d'aspersion sur une tôle d'acier qui elle-même a plusieurs vitesses de laminage comprises entre $1m.s^{-1}$ et $30m.s^{-1}$, de plus l'acier possède différentes propriétés physicochimiques vis à vis de l'émulsion. La deuxième partie se situe dans l'emprise en amont du cylindre, l'étude se focalise sur le retour du fluide en direction de la zone du Plate Out et sur les fuites latérales aux cylindres.

Le couplage des deux parties amènera une connaissance sur l'épaisseur d'huile déposée sur la tôle d'acier.

Sur ce type de procédés, l'épaisseur de l'huile est sensible à différents paramètres tels que la stabilité des émulsions, l'angle d'aspersion, la vitesse d'impact, les propriétés de surfaces, la vitesse de laminage et l'épaisseur de l'entrefer contrôlant le débit de sortie. Par la suite, ces paramètres et leurs implications dans le procédé seront décrits.

1.3 La lubrification dans un laminoir

Lors d'un laminage, il faut maîtriser deux mécanismes physiques : le premier est la déformation des matériaux (des cylindres de travail et de la tôle), le deuxième est la lubrification entre le cylindre de travail et la tôle laminée. Ce document sera essentiellement consacré à la lubrification et notamment à la caractérisation de cette dernière en amont de l'emprise. Dans la lubrification, il existe plusieurs régimes dépendant du critère $\frac{h}{R_g}$ selon l'épaisseur d'huile h et la rugosité de la plaque R_g .

1.3.1 Régime limite

Ce régime est déterminé lorsque le critère est $\frac{h}{R_g} < 1$, c'est à dire que le cylindre et la tôle ne sont pas séparés par un film lubrifiant. Le fluide est réparti de façon discontinue dans les rugosités de la tôle. Il existe un contact physique entre les rugosités de chaque matériau impliquant une déformation supplémentaire (interactions entre les rugosités) à la surface de la tôle due à la pression du cylindre. Dans ce cas, le frottement et l'usure des matériaux sont élevés avec des risques de collage et de grippage.

1.3.2 Régime mixte

Le critère de ce régime est le suivant : $1 < \frac{h}{R_g} < 3$. Dans ce cas, la pression est supportée à la fois par le fluide et la rugosité. Ce régime se situe entre deux régimes : le régime limite et le régime hydrodynamique, et dans ce contexte, la fatigue des outils est acceptable. La surlubrification est écartée et le frottement est dû essentiellement aux rugosités [71].

1.3.3 Régime hydrodynamique

En régime hydrodynamique, le critère est le suivant $\frac{h}{R_g} > 3$, la pression des cylindres est supportée par le fluide lubrifiant. Ainsi, il n'y a aucun contact entre le cylindre et la tôle, les deux surfaces peuvent glisser l'une sur l'autre sans dégradation de celles-ci. Les forces

de frottement sont donc faibles mais, cependant, ce régime est rarement utilisé à cause du patinage et d'une mauvaise déformation de la bande. Le patinage retarde la tôle dans le convergent et durant cette phase, la vitesse du cylindre est supérieure à celle de la plaque, donc le procédé de laminage ne peut s'enclencher (figure 1.2). La mécanique des fluides associée à la résolution de l'équation de Reynolds permet de retrouver dans ce régime les résultats expérimentaux [114].

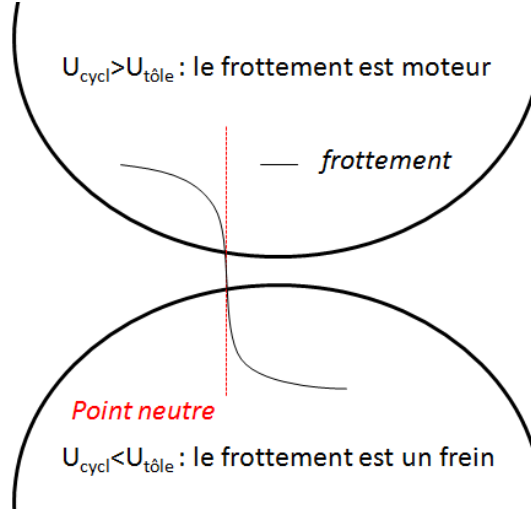


FIGURE 1.2 – Evolution de la vitesse de tôle dans l'emprise (Cassarini [19])

L'équation de Reynolds pour un fluide Newtonien incompressible [88] est déduite des équations de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u})] \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (1.3)$$

La composante u_z de la vitesse et ses dérivées en z sont négligeables par rapport aux caractéristiques de l'écoulement selon les deux autres axes car la hauteur h de l'entrefer est très petite devant la largeur du cylindre et la longueur de l'emprise, donc $\frac{dP}{dz} = 0$. Cela implique

aussi les simplifications suivantes :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} \ll \frac{\partial u_x}{\partial z} \text{ et } \frac{\partial u_x}{\partial y} \ll \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial x} \ll \frac{\partial u_y}{\partial z} \text{ et } \frac{\partial u_y}{\partial y} \ll \frac{\partial u_y}{\partial z} \quad (1.5)$$

Si on suppose que la température varie peu alors la viscosité du fluide est considérée constante donc $\frac{\partial \mu}{\partial z} = 0$. Une fois toutes les simplifications effectuées et en considérant un régime stationnaire, Reynolds obtient les équations suivantes :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad (1.8)$$

A partir de l'équation de continuité (1.3), on arrive à l'équation suivante, dite équation de Reynolds :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\rho \frac{h^3}{12\mu} \nabla P - \rho h \frac{U_c + U_p}{2} \right) \quad (1.9)$$

Stribeck [100] montre par son expérience (un arbre d'acier tournant sur une plaque de laiton) les influences hydrodynamiques sur le procédé. A faible vitesse (figure 1.3), le frottement est élevé (voir régime limite). Lorsque la vitesse augmente, le régime tend vers un régime hydrodynamique, à partir de 100 tours/minute, ainsi le coefficient de frottement diminue.

Plus la vitesse augmente, plus l'épaisseur de lubrifiant devient grande, par conséquent le coefficient de frottement diminue jusqu'à trouver un régime asymptotique. Le régime hydrodynamique se met en place pour une vitesse de 60 *tours/minutes*, pour laquelle le coefficient de frottement est le plus faible et il est constant à 0.025.

1.3.4 Régime Elasto-Hydrodynamique(EHD)

La théorie de la lubrification hydrodynamique, provenant de la dérivation des équations de Reynolds (1.9), a permis de comprendre et d'optimiser dans un premier temps des systèmes lubrifiés à basse pression puis à haute pression en intégrant les déformations élastiques des solides en contact Elasto-Hydrodynamique (EHD). La lubrification EHD considère la déformation des solides en contact lubrifié lorsque celle-ci, dans le sens normal au contact, devient non négligeable devant la hauteur h du film. Ce film est responsable du couplage de la formation d'un film hydrodynamique, via la modification géométrique par déformation

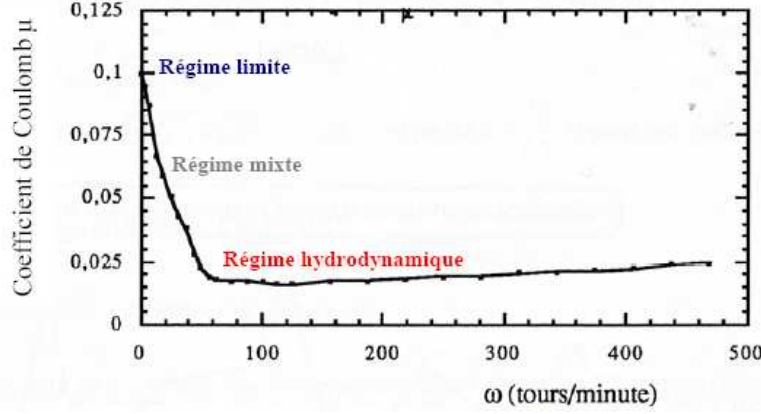


FIGURE 1.3 – Représentation du coefficient de frottement en fonction de la vitesse des cylindres (Spikes [100])

élastique et de l'accroissement de la viscosité par la pression. Les modèles EHD sont performants pour décrire les épaisseurs avec une tôle rugueuse avec une faible épaisseur d'huile. La fiabilité est montrée sur les champs de pression et sur les épaisseurs [72]. Les modèles EHD consistent à résoudre les équations de déformations couplées aux équations de Reynolds. Dowson et Higginson[33] ont trouvé une des premières solutions numériques pour le contact linéique entre un cylindre et un plan. Ils déterminent l'évolution de l'épaisseur de fluide en fonction de la charge. Ils constatent que plus la charge augmente, plus l'épaisseur de film diminue. Plus tard, Hamrock et Dowson [52] analysent numériquement le cas d'une sphère sur un plan par les méthodes de différences finies. Les formules de l'épaisseur du film h_c dans la zone centrale et l'épaisseur du film minimale dans le contact h_{min} sont données ci dessous :

$$\frac{h_c}{R_x} = H_c = 2.69U^{0.67}G^{0.53}W^{-0.067}[1 - 0.61\exp(-0.73k)] \quad (1.10)$$

$$\frac{h_{min}}{R_x} = H_{min} = 3.63U^{0.68}G^{0.49}W^{-0.073}[1 - \exp(-0.68k)] \quad (1.11)$$

Avec k le paramètre d'ellipticité², U le paramètre adimensionnel de vitesse, G le paramètre adimensionnel des matériaux et W le paramètre adimensionnel de charge . La validité et la précision de ces équations font qu'elles sont utilisées dans la littérature pour prédire les épaisseurs de films lubrifiants. Ces équations montrent que l'épaisseur d'huile située dans l'emprise dépend des vitesses de laminage et des caractéristiques mécaniques des métaux.

2. L'ellipticité est une mesure de l'aplatissement d'une structure elliptique

Les travaux de cette thèse apportent la donnée de l'épaisseur d'huile à partir des paramètres liés à la mécanique des fluides entrant dans l'emprise ensuite les autres modèles prennent en compte le couplage fluide-structure.

1.3.5 Régime Plasto-Hydrodynamique(PHD)

La lubrification PHD considère que l'une des surfaces est en déformation plastique. En laminage, si le cylindre est en déformation élastique seule alors la bande est déformée plastiquement. Wilson et Walomit [114] analysent séparément la zone dite d'entrée, où la bande est supposée rigide (inlet zone) et la zone plastique (work zone). Le fait de séparer ces deux zones permet d'intégrer la pression de façon triviale dans la zone d'entrée car la géométrie est parfaitement connue. Dans ce travail, l'étude sera portée uniquement sur la lubrification dans cette zone ainsi qu'en amont. Les modèles de PHD sont étendus au cas du régime hydrodynamique et au régime mixte, premièrement par Wilson et Sheu [95] dans le cas d'une bande rigide-plastique, puis par Marsault [71] dans le cas élastoplastique. Un modèle de frottement basé sur des variables externes comme la pression d'interface, mais aussi sur des variables internes comme l'épaisseur locale du film lubrifiant et sur la surface réelle de contact, a été introduit dans un modèle 2D de laminage par la modélisation de l'interface entre la bande et le cylindre en régime mixte via les travaux de Marsault [71].

L'analyse des courbes de la figure 1.4 permet de déterminer à partir de quelle vitesse nous pouvons faire l'hypothèse du régime hydrodynamique pour nos études postérieures. Sur la courbe du bas, représentant l'épaisseur du film d'huile et l'aire de contact entre les deux matériaux en fonction de la vitesse de laminage, nous constatons, pour des vitesses de laminage allant de 0 à 6 m.s^{-1} , que l'aire de contact est importante et l'épaisseur de film est faible, donc le régime hydrodynamique est inexistant. A partir de 6 m.s^{-1} , l'épaisseur du film augmente fortement et l'aire de contact diminue jusqu'à atteindre une valeur de 0 à la vitesse de 100 m.s^{-1} mais actuellement inaccessible. La conséquence de ce régime est observée, sur la figure 1.4 (courbes de dessus), sur le glissement³ en avant qui chute brusquement pour une vitesse de 20 m.s^{-1} . Sur le coefficient de frottement qui diminue progressivement atteint une valeur deux fois plus faible à la vitesse de 10 m.s^{-1} qu'aux faibles vitesses.

La nature du régime évolue dans l'emprise. Ainsi, Marsault [71] décompose, sur la figure

3. Le laminage devient instable (vitesse de bande incontrôlée) l'état de surface peut se dégrader, et le laminoir peut se mettre à vibrer.

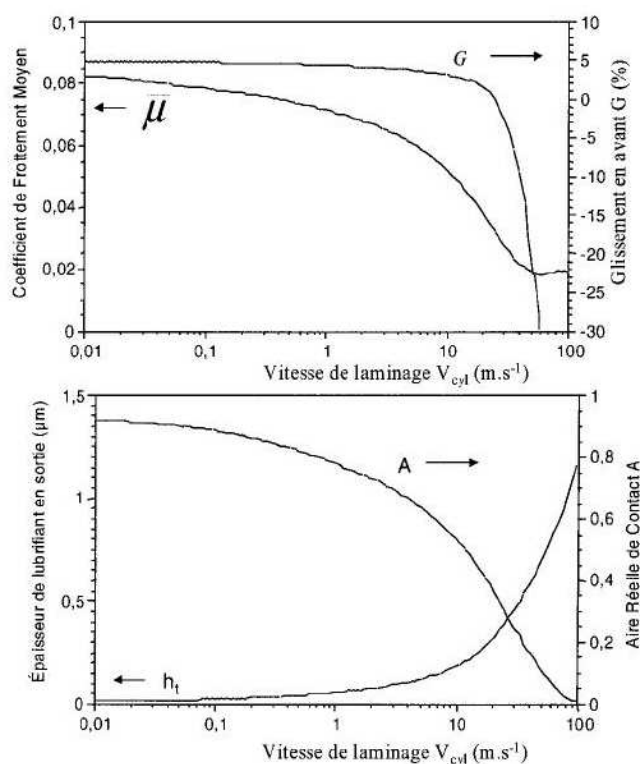


FIGURE 1.4 – Sur le graphe de dessous sont représentées l'épaisseur de film et l'aire de contact en fonction de la vitesse; sur le graphe de dessus sont représentés le coefficient de frottement et le glissement en avant en fonction de la vitesse (Marsault [71]).

(1.5) l'emprise en différentes zones :

- **La zone d'entrée en laminage, ici $x \leq -8$ mm :** Elle est située en amont du lieu où la tôle commence à se déformer. Le cylindre et la tôle ne se touchent pas, il n'y a aucun contact métal-métal donc nous sommes en régime hydrodynamique. Ensuite le régime mixte s'établit lorsque les rugosités des deux matériaux entrent en contact. De ce fait la pression supportée par le fluide (P_b) sera répartie entre le fluide et les rugosités. Ainsi, les aspérités s'aplatissent formant des plateaux qui augmentent l'aire de contact entre les deux matériaux, le régime mixte s'oriente vers un régime limite.
- **La zone de travail pour -8 mm $\leq x \leq 0$ mm :** Dans cette zone la pression totale finit par être égale à la contrainte d'écoulement de la tôle et la tôle commence à se déformer.
- **La zone de sortie pour x après 0 mm :** Elle se situe lorsque la pression totale

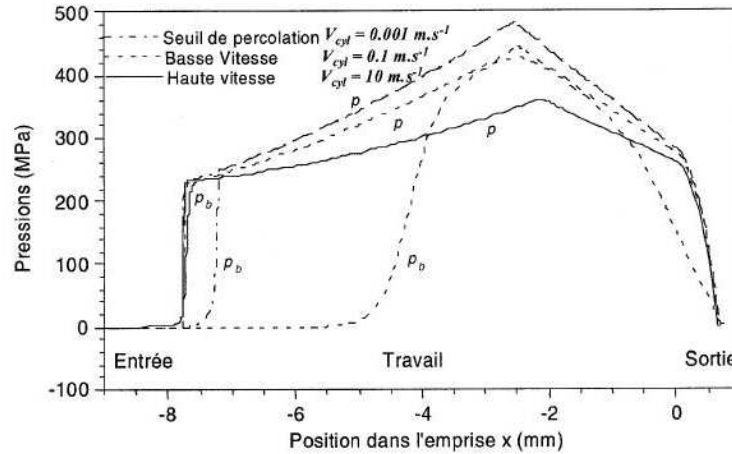


FIGURE 1.5 – Décomposition de l’emprise en trois zones où la pression évolue en fonction de la position dans l’emprise pour trois vitesses différentes 0.001 m/s, 0.1 m./s, 10 m/s , P_b est la pression du fluide (Marsault [71])

rechute et devient inférieure à la contrainte d’écoulement. La distance entre les deux matériaux augmente et de cette façon, le comportement est inverse de la zone d’entrée avec de la cavitation.

1.3.6 Influence de la vitesse de laminage

L’expérience de Zhu [120], dans laquelle un cylindre tournant au-dessus d’un plan dans les conditions EHD, caractérise par interférométrie optique l’évolution de l’épaisseur d’huile dans l’emprise en fonction de la vitesse de laminage (figure 1.6). A basse vitesse, il constate qu’il y a formation d’une réserve d’huile en amont de l’emprise. Grâce à cette réserve, le contact est alimenté en huile et c’est l’huile qui lubrifie. Étant en régime EHD, il existe un transfert thermique entre la tôle et le fluide lubrifiant. Par ce phénomène, l’eau joue le rôle de thermorégulateur afin d’obtenir une faible variation de viscosité. En revanche, Zhu montre que cette réserve n’existe que pour les basses vitesses et pour un fluide visqueux. Lorsque la vitesse dépasse la vitesse critique U_{cl} et qu’une émulsion d’huile dans l’eau, à la concentration variant entre 2% et 20%, est envoyée sur la tôle et les cylindres, la réserve disparaît. Cette disparition de réserve de fluide lubrifiant peut induire des défauts de lubrification. C’est pourquoi une partie de cette thèse est dédiée à la compréhension des mécanismes de déposition de l’huile sur la tôle pour créer une épaisseur suffisante de lubrifiant.

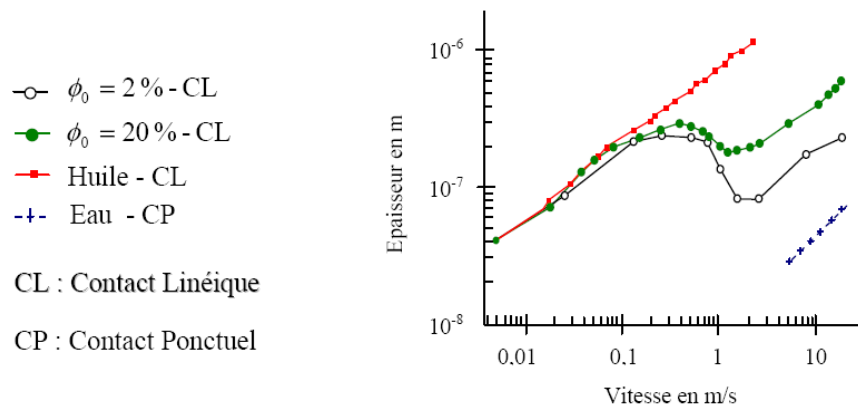


FIGURE 1.6 – Influence de la vitesse de laminage pour différentes concentrations en huile sur l'épaisseur déposée (Zhu [120]).

Nous constatons, sur la figure 1.6, que l'épaisseur augmente avec la vitesse de laminage et cette épaisseur est insensible à la concentration en huile pour les basses vitesses. Cette augmentation n'est pas linéaire en fonction des vitesses de laminage avec une décroissance des épaisseurs d'huile déposées aux environs de la vitesse de 1 m.s^{-1} . Néanmoins, pour une concentration en huile dix fois plus grande et pour des vitesses de laminages élevées, cette épaisseur n'est pas dix fois plus importante. Par exemple, pour une vitesse de 10 m.s^{-1} , l'épaisseur est environ cinq fois plus importante avec une concentration à 20% qu'à 2%. Nous réaliserons une étude du Plate out pour des vitesses de laminage comprises entre 1 m.s^{-1} et 10 m.s^{-1} correspondant aux cas ArcelorMittal, de plus l'évolution de l'épaisseur d'huile en fonction de la vitesse de laminage est linéaire en échelle log-log pour une huile entière.

1.4 Les émulsions en laminage

Nous allons rappeler ici brièvement les paramètres essentiels qui définissent et caractérisent les émulsions. Nous nous appuierons sur ces informations pour choisir les points de fonctionnement de nos modélisations et pour analyser nos résultats de simulation.

1.4.1 Généralités sur les émulsions

1.4.1.1 Définition

Une émulsion est un mélange homogène de deux substances liquides (FA et FB), non miscibles, comme l'eau et l'huile. Une substance (FB) est dispersée dans la phase continue (FA) sous forme de gouttelettes. Le mélange reste stable grâce à des agents tensioactifs appelés émulsifiants [30].

1.4.1.2 Stabilité des émulsions concentrées

La production d'une émulsion s'accompagne d'un accroissement considérable de l'aire interfaciale entre les deux liquides et nécessite un apport d'énergie. La fabrication des émulsions doit prendre en compte les variables de composition ou de formulation (nature, concentration, additifs ...) et des conditions dans lesquelles ces émulsions sont produites (température ...), ce qui détermine la stabilité de l'émulsion⁴. L'absence de miscibilité de deux liquides, nécessaire à la formation d'émulsions, provient d'une différence de nature entre les interactions moléculaires majoritairement responsables de leur cohésion respectives. Pour que deux liquides FA et FB se mélangent dans des proportions données, il faut que leur enthalpie libre de mélange soit négative ou que la somme des énergies d'interaction FA-FB soit supérieure à la somme des énergies des interactions FA-FA et FB-FB [29]. L'énergie libre est donnée par :

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S \quad (1.12)$$

Avec ΔU énergie interne traduisant la variation de surface d'interface et ΔS l'entropie traduisant le nombre de degrés de liberté du système.

Les agents émulsifiants servent à stabiliser les émulsions et à lutter contre l'agréation des gouttes, soit par répulsion électrostatique, soit par répulsion stérique (volume minimum atomique). Ces agents sont également utilisés pour diminuer la tension de surface γ entre deux liquides :

$$E = \gamma A \quad (1.13)$$

Où E est l'énergie fournie pour former la goutte et A l'aire de la goutte.

4. Dans notre étude la stabilité d'une émulsion correspond à un diamètre constant des gouttelettes d'huile dans l'eau

Une fois la goutte formée, la stabilisation est déterminée par la pression de Laplace $P_L = P_0 + \frac{2\gamma}{r}$. Or l'agent tensio-actif diminue γ , donc modifie le gradient de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la goutte.

La théorie des solutions régulières et les paramètres de solubilité associés à cette théorie sous l'hypothèse d'écoulement incompressible, fournissent une description quantitative valide du comportement des mélanges liquides. Les émulsions simples sont de types huile-eau (H/E) ou eau-huile (E/H). L'inversion de phase est possible dans certaines conditions.

a) Coalescence

Au cours du temps, une émulsion évolue fatalement vers la séparation des phases. La coalescence est la formation de grosses gouttes par rapprochement et fusion de gouttelettes dues à l'instabilité de l'interface (figure 1.7). L'évolution de l'émulsion, de l'état initial contenant des gouttelettes vers son état final où la phase dispersée est devenue continue, peut être caractérisée par une cinétique de coalescence. Les émulsions sont par nature des com-

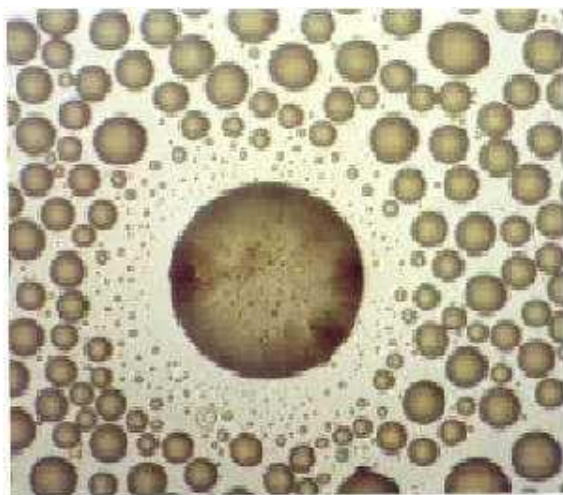


FIGURE 1.7 – coalescence de gouttes (Leal-Calderon [61])

posés instables thermodynamiquement. Elles vont en effet toujours chercher à retrouver leur équilibre qui correspond à l'état séparé des deux phases. On peut cependant former des émulsions stables en contrôlant la surface développée par l'ensemble des gouttes formées. Pour cela, plusieurs techniques sont possibles. Dans la première, il s'agit de diminuer la taille des éléments (gouttes) de la phase dispersée. Il existe théoriquement un diamètre critique des gouttes pour lequel l'émulsion se stabilise d'elle-même. En dessous de cette barrière énergétique, l'émulsion formée est stabilisée par les forces aux interfaces entre la phase conti-

nue et la phase dispersée et par les interactions à courtes et moyennes portées entre les différents éléments. Une deuxième technique est d'utiliser des suspensions solides colloïdales qui permettent de stabiliser l'émulsion en augmentant la viscosité de la phase continue et en créant des répulsions stériques particules/gouttelettes si le mouillage des solides par la phase dispersée est contrôlé et quasi nul. Enfin, la dernière technique utilisée pour stabiliser une émulsion et la plus usitée, passe par l'utilisation de tensioactifs [87].

De Gennes [29] propose une étude sur le problème d'une interface entre une émulsion E/H et une région huile (figure 1.8) ; ceci permet de comprendre comment des coalescences locales déforment l'interface. En assimilant le mouvement d'une goutte à celui d'une particule, le mécanisme d'émulsion est décrit à différentes échelles de temps et de longueur. Sur un film, cette particule induit la rupture en un temps τ . Lorsque le film est détruit, De Gennes considère que la particule reste attachée à une interface E/H et la particule est déplacée à une distance comparable à un diamètre de goutte d . Ainsi un coefficient de diffusion est régi par l'équation suivante :

$$D = \frac{d^2}{\tau} \quad (1.14)$$

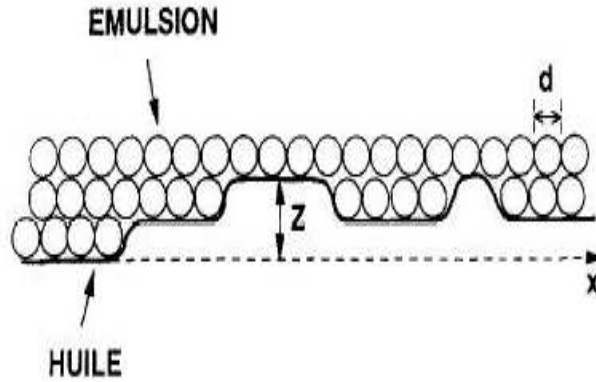


FIGURE 1.8 – contact entre une émulsion H/E et un film d'huile (De Gennes [29])

Aux grandes échelles ($x, y \gg d, t \gg \tau$), un profil de film est proposé avec une variable continue $z(x, y, t)$. Soit $\xi(x, y, t)$ la possibilité de trouver la particule autour d'un point (x, y) . La condition nécessaire, pour que la densité de probabilité ξ soit conservée, implique que la particule appartienne au domaine de l'interface entre l'émulsion et huile :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = D \nabla^2 \xi \quad (1.15)$$

La coalescence d'une interface déplace z de d . Il faut donc écrire :

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \frac{d}{\tau} \xi \quad (1.16)$$

Si l'on part de l'instant zéro, avec une émulsion concentrée monodisperse E/H, on s'attend à observer une croissance de gouttes d'huile jusqu'à la coalescence entre gouttes, et si le temps τ est diminué alors on note la formation d'une phase continue d'huile. Par conséquent, la surface d'interface vient à diminuer, augmentant ainsi la concentration de surfactant et impliquant alors une création de micelles.

b) Facteurs de déstabilisation

La stabilité des émulsions est favorisée par une combinaison de facteurs incluant des critères purement géométriques, des propriétés physiques de chacune des phases, des propriétés de l'émulsifiant et les performances du procédé. Certains facteurs de déstabilisation sont liés à la migration des gouttelettes régie par l'équation suivante :

- Pour une émulsion faiblement concentrée, la vitesse de migration est régie par la loi de Stokes :

$$U_{mg} = \frac{2}{9} \frac{\Delta \rho g r^2}{\mu_c} \quad (1.17)$$

Avec U_{mg} la vitesse de migration de la goutte ($m.s^{-1}$), g l'accélération due à la pesanteur ($m.s^{-2}$), $\Delta \rho$ la différence de masse volumique entre les phases ($kg.m^{-3}$), r le rayon de la goutte (m), μ_c la viscosité dynamique de la phase continue (Pa.s).

Les facteurs de déstabilisation sont [61] :

- une proportion élevée de la phase dispersée
- une grande différence de masse volumique entre les deux phases
- une faible viscosité de la phase continue
- une taille moyenne des gouttelettes assez élevée

Une large distribution de taille de gouttes est défavorable. Une solubilité peu élevée de l'émulsifiant dans la phase continue favorise la coalescence. Enfin, une tension interfaciale élevée ou au contraire trop basse entraîne une demixtion comme dans les systèmes sans émulsifiant⁵ et une élévation de la température conduira à la rupture de l'émulsion.

5. Les émulsifiants sont généralement des tensioactifs ou des agents de surface servant à stabiliser l'émulsion.

1.4.1.3 Mécanismes dans l'émulsion

Les processus élémentaires d'émulsification comprennent au moins deux étapes : la formation de gouttes relativement grosses, incluant la formation initiale de films ou de cylindres fluides et leur rupture due à des instabilités de type Rayleigh-Taylor et/ou Kelvin-Helmholtz, puis la rupture de ces gouttes en objets plus petits.

a) Energie

Excepté dans certains cas où l'on observe une émulsification spontanée, l'obtention d'un mélange métastable, tel qu'un système comprenant au minimum de l'huile, de l'eau, et un émulsifiant (pour une stabilité cinétique et non thermodynamique), nécessite un apport extérieur d'énergie. L'un des paramètres importants qui permet de contrôler la qualité d'une émulsion est la distribution de taille des gouttes. La difficulté se trouve dans l'obtention de gouttes suffisamment fines : le phénomène déterminant est donc la rupture des gouttes et il convient d'éviter le plus possible le phénomène de coalescence. L'état initial présentant une interface plane entre les deux liquides, la variation d'énergie libre due à la formation des gouttes (phénomène global intervenant dans le processus d'émulsification) s'exprime comme suit :

$$\Delta F = \gamma \Delta A - T \Delta S \quad (1.18)$$

Avec ΔA la variation de l'aire interfaciale, γ la tension interfaciale, $T \Delta S$ le terme d'entropie. Ce dernier terme, lorsqu'il est positif, signifie qu'il y a accroissement de l'entropie mais il reste négligeable par rapport au premier terme, donc ΔF est toujours positif. En pratique, cette énergie est négligeable devant l'énergie cinétique mise en oeuvre pour créer l'émulsion. De ce fait, le système industriel s'effectue aux grandes vitesses donc l'aspect thermodynamique est négligeable.

b) Pression de Laplace

Avant rupture, une goutte passe par une étape de déformation à laquelle s'oppose l'énergie due à la pression de Laplace P_L . Cette dernière représente la différence de pression entre la partie convexe et la partie concave de l'interface de la goutte :

$$P_L = \gamma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (1.19)$$

Avec r_1 et r_2 les rayons de courbures principaux de la goutte (m). Dans le cas d'une sphère (figure 1.9) $r_1 = r_2 = R$.

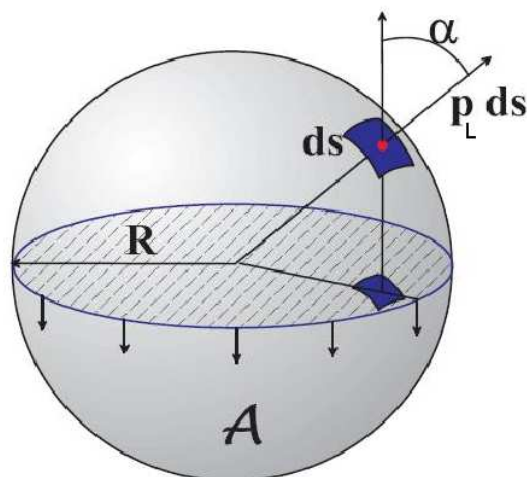


FIGURE 1.9 – Définition de la pression de Laplace

Plus le rayon de la goutte est grand et plus l'émulsion tend à être instable car la pression de Laplace diminue, amenant le fractionnement des gouttes.

c) Formation de gouttes

L'émulsification débute par la formation d'un film qui deviendra la phase continue autour de la future phase dispersée. En l'absence d'émulsifiant, ce film est extrêmement instable. La grandeur physique prédominante ici [61] est l'élasticité de Gibbs ou module de dilatation de surface, lié au gradient de tension interfaciale ($E = \frac{d\gamma}{d(\ln A)}$). Si le film est mince, la concentration en émulsifiant est déterminante : elle ne doit pas être trop faible sous peine d'épuisement rapide de sa présence dans le film. En revanche, avec une quantité suffisante de tensioactif, la partie du film la plus mince ayant l'élasticité la plus élevée présentera une plus grande résistance à l'étirement, ce qui entraîne une stabilisation [109].

Les principaux mécanismes connus amenant à la rupture d'une interface plane sont la turbulence, les ondulations capillaires, les instabilités de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmholtz. En régime turbulent, des différences de pression générées par les tourbillons peuvent surpasser la pression de Laplace, d'autant plus que la tension interfaciale est faible [27]. D'autre part, une perturbation de l'interface peut provoquer l'apparition d'ondes capillaires, liées aux forces interfaciales : la viscosité du liquide et la présence d'émulsifiant favorisent leur amortissement, mais une valeur locale faible de γ peut augmenter l'amplitude de l'onde et amener à la formation de gouttelettes.

L'instabilité de Rayleigh-Taylor se produit lorsque l'interface est accélérée perpendicu-

lairement à son plan et dirigée de la phase légère vers la phase lourde : ce type d'instabilité ne semble permettre que la formation de gouttes relativement grosses, ce qui laisse planer un doute sur sa contribution à l'émulsification. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz, observée quand les deux phases se déplacent à des vitesses différentes parallèlement à l'interface, est sensible à la viscosité et aux gradients de tension interfaciale. Il est probable que la formation des gouttes à partir d'une interface plane résulte d'une combinaison de tous ces mécanismes.

d) Rupture de gouttes

La rupture des gouttes est principalement due aux contraintes de cisaillement. Deux types de forces contribuent à la déformation et à la rupture des gouttelettes : les forces visqueuses qui génèrent des contraintes tangentielles ou perpendiculaires à la surface de la goutte et les forces inertielles qui génèrent des différences de pression. Les premières sont prédominantes en écoulement laminaire, tandis que les secondes interviennent majoritairement en écoulement turbulent, sans que l'on puisse pour autant négliger les forces visqueuses. Au cours de l'émulsification, les phénomènes de rupture et de coalescence se déroulent simultanément. Au bout d'un temps suffisamment long, un équilibre dynamique s'établit entre ces phénomènes [27].

e) Nombre de Weber

En écoulement laminaire, une gouttelette finira par se rompre si son nombre de Weber dépasse une valeur critique We_c . Dans des conditions données, cela implique un rayon critique r_c au-delà duquel la gouttelette se brise. Le nombre de Weber classique, comparant les forces inertielles et les force interfaciales, s'écrit :

$$We = \frac{\rho d U^2}{\gamma} \quad (1.20)$$

Où U est la vitesse caractéristique de l'écoulement. Le nombre de Weber critique dépend principalement du type d'écoulement (cisaillement simple, hyperbolique plan, extensionnel axisymétrique) et du rapport des viscosités.

La concurrence entre les deux phénomènes de rupture et de coalescence amène à définir deux limites de stabilité au diamètre des gouttelettes : un diamètre maximal où les contraintes mécaniques n'agissent plus et le diamètre le plus petit possible en présence de coalescence.

Le bilan des forces par unité de surface, agissant sur la gouttelette pour la déformer ou la briser, fait intervenir une force externe ζ et deux forces internes associées à la tension superficielle (de l'ordre de $\frac{\gamma}{r}$) et à la force visqueuse, de l'ordre de grandeur de :

$$\frac{\mu_d}{d} \left(\frac{\zeta}{\rho_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

Avec ζ la force externe par unité de surface ($N.m^{-2}$), d le diamètre de la goutte (m), μ_d la viscosité de la phase dispersée (Pa.s) et ρ_d la masse volumique de la goutte ($kg.m^{-3}$).

Le nombre de Weber critique de la gouttelette We_{pc} peut s'exprimer en fonction d'un autre groupe adimensionnel (groupe de viscosité)

$$We_{pc} = C_1 \left[1 + C_2 \frac{\mu_d}{(\rho_d \gamma d_{max})^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (1.22)$$

Ici C_1 et C_2 sont les constantes et d_{max} est le diamètre maximal de la goutte.

L'équation précédente est validée sous deux hypothèses :

- la dispersion est diluée
- la présence de gouttelettes n'influe pas la phase continue

On peut admettre le schéma suivant en fonction du temps : en début de processus, l'énergie fournie a effectivement pour origine les forces mentionnées ci-dessus, tandis que, lorsque le régime stationnaire est atteint, toute l'énergie (particulièrement celle associée aux forces visqueuses) est dissipée sous forme de chaleur.

Lors d'un régime turbulent, il faut comparer la taille maximale des gouttes à l'échelle de Kolmogoroff (la plus petite échelle de la turbulence).

1.4.2 Influence de la taille de goutte sur la stabilité des émulsions

Une étude sur le comportement des gouttes d'huile d'une émulsion d'huile dans l'eau est menée par Nakahara [79], Yan[115] et Romero [90].

Ils mettent en évidence la ségrégation des gouttes en fonction de leur taille et de leur position dans le convergent avant l'emprise. Ils constatent que la migration des gouttes est gérée par le gradient de pression. L'écoulement dans l'emprise peut être décomposé en deux régimes d'écoulements. Le premier en écoulement de Couette, proche des parois en mouvement, et le deuxième en écoulement de Poiseuille dans le centre du convergent. Dans les études de migrations, les grosses gouttes se situent dans les zones fortement cisailées correspondant aux zones proche parois alors que les plus petites se concentrent dans le centre de l'écoulement où le cisaillement est le plus faible. Donc les gouttes aux rayons plus importants lubrifient les deux matériaux en contact. L'obtention de ces gouttes peut provenir de la coalescence par les émulsifiants mais aussi par la migration des gouttelettes plus petites.

1.4.3 Influence de la chimie

La chimie est un élément incontournable pour la stabilité des émulsions vue précédemment. Cambiella [16] montre que la chimie des tensio-actifs joue un rôle essentiel dans la composition des émulsions. La concentration en émulsifiant permet de contrôler la dispersion des gouttes d'huile dans la phase aqueuse. Cambiella constate les effets de la concentration en émulsifiant sur différents paramètres du Plate Out. Sur la figure (1.10), la distribution de la taille de gouttes d'huile en fonction de la concentration en CMC⁶ est présentée. Nous constatons que pour une concentration de 0.5 CMC, la distribution est plus étroite, centrée sur le diamètre de gouttes de 10 μm . Cette étude du volume d'huile dans l'émulsion en fonction de la concentration en CMC montre que les émulsifiants permettent à l'émulsion d'être stable car les courbes sont moins dispersées que sans émulsifiant. Notre critère de stabilité d'émulsion est de garder un diamètre de goutte d'huile constant. Sur la figure (1.11), la

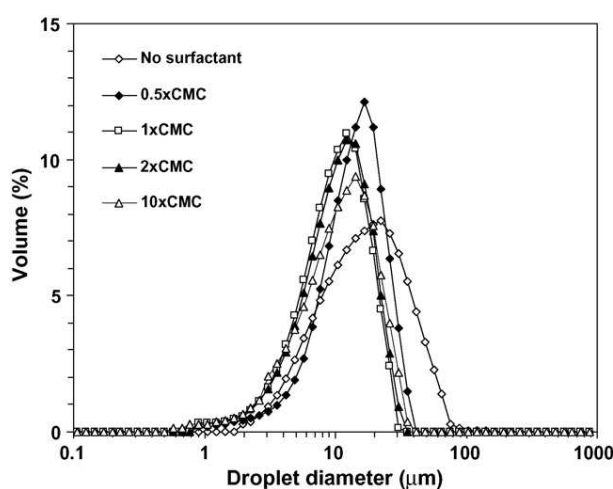


FIGURE 1.10 – Représentation du volume d'huile dans la phase aqueuse en fonction du diamètre de goutte et de la concentration en émulsifiant (Cambiella [16]).

hauteur de film est sensible à la concentration en CMC par palier. Le film est plus important pour des émulsions ne contenant pas d'émulsifiant ou peu. Zhu [120] effectue une expérience

6. En présence de concentration micellaire critique (CMC), les solutions de tensioactifs modifient brusquement leurs propriétés physiques. C'est à dire lorsque les tensioactifs commencent à se former en structures organisées (micelles). La concentration de tensioactifs au-dessus de laquelle les micelles commencent à se former est appelée concentration micellaire critique (CMC). La formation des micelles dépend du solvant et des molécules du tensioactif.

en fonction du PH : il utilise la même émulsion à deux PH différents et il constate qu'avec un PH plus faible l'épaisseur du film sur la plaque est plus importante. Dans notre étude nous ferons l'hypothèse que l'émulsion contient une concentration d'émulsifiant dont la valeur sera fixée lors de l'étude du Plate Out et que le PH est constant. Lors de recherches postérieures,

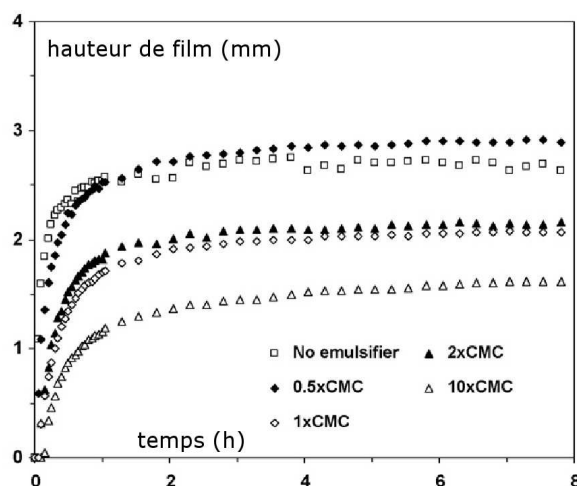


FIGURE 1.11 – Evolution de la hauteur du film déposé sur la tôle au cours du temps en heures en fonction de la concentration en émulsifiant. (Cambiella [16])

Spike [74] a tracé l'évolution des courbes d'épaisseur de film pour deux émulsions aux taux d'émulsifiant différents. Dans cette étude, il montre que la présence de l'émulsifiant décroît l'épaisseur d'huile déposée.

D'après toutes ces expériences, la conclusion est qu'une émulsion stable joue un rôle important dans la lubrification car l'épaisseur de film lubrifiant en dépend fortement. La difficulté est de déterminer la bonne quantité d'émulsifiant car la distribution étroite en taille de gouttelettes d'huile s'améliore en augmentant les émulsifiants, mais dégrade la déposition de cette huile sur la tôle.

1.5 Modélisation du Plate Out (PO) et des écoulements macroscopiques

L'intérêt de modéliser la lubrification en laminage à froid tient de la grande importance économique de ce procédé. Le développement d'un modèle prédictif est essentiel pour piloter la production en fonction de plusieurs paramètres d'entrée.

1.5.1 Plate Out

Le Plate Out correspond à un système de lubrification dit en application directe. Ce système est situé en amont de l'emprise où un jet d'aspersion alimente la tôle en émulsion composée d'eau et d'huile (figure 1.12). Cette émulsion dépose de l'huile sur la tôle afin de lubrifier l'emprise. Ce système est lié à la physique des sprays mais aussi à l'impact de gouttes sur des surfaces mouillantes ou non mouillantes en translation. Lorsque une goutte d'émulsion Eau/huile est en contact avec une surface, chaque fluide possède un angle de contact avec celle-ci. Cet angle de contact est lié aux propriétés physicochimiques entre la surface et le fluide. Dans les codes de mécanique des fluides, les effets physicochimiques ne sont pas pris en compte directement, nous verrons qu'à travers l'équation de Brackbill, une force est déterminée à partir du coefficient des tensions superficielles (seul lien entre la chimie et la mécanique). La description du problème physique pour le Plate Out est à plusieurs échelles. Dans l'échelle macroscopique, la goutte d'émulsion réagit aux effets d'inertie (balistique), les effets de traînée et les interactions physicochimiques entre les liquides et l'air. Maintenant si on se place à l'échelle microscopique, par exemple la goutte d'huile dans la goutte d'eau, celle-ci interagit avec les autres gouttes d'huile (coalescence) mais aussi avec la phase porteuse (eau). Sur l'impact, macroscopiquement, les énergies cinétiques sont les principales alors que microscopiquement la mouillabilité est l'élément clef du problème. Dans la thèse nous essaierons de modéliser les effets de mouillabilité afin de les interpréter dans les équations de Navier-Stokes.

1.5.1.1 Etude expérimentale

Lors d'un impact de goutte, l'étalement dépend de la compétition entre trois forces : l'inertie, la capillarité et la viscosité. Il dépend aussi des propriétés de mouillabilité de la surface. Les nombres adimensionnels généralement utilisés, pour comparer ces forces, sont : le nombre de Reynolds comparant les forces d'inertie aux forces visqueuses, le nombre de

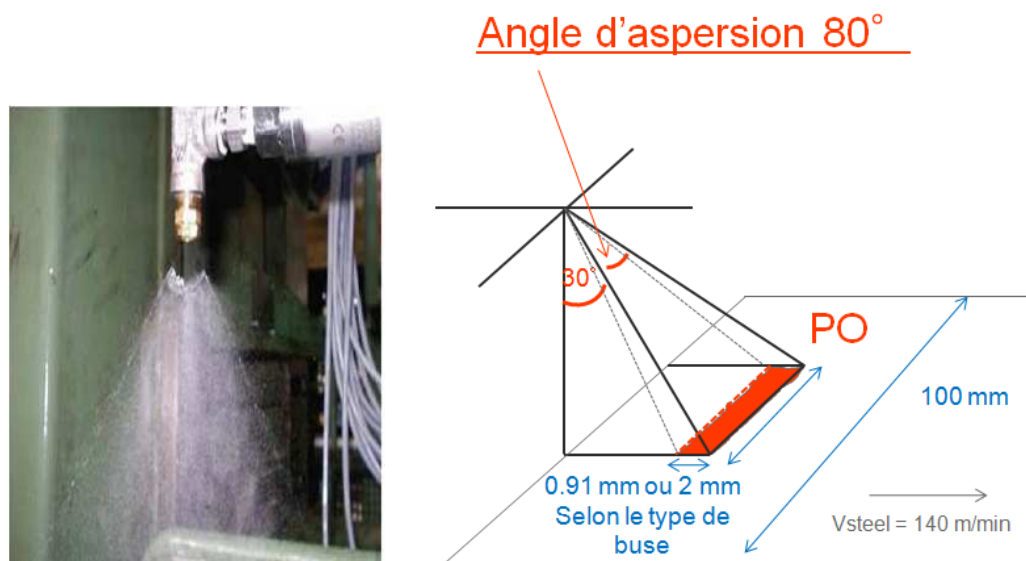


FIGURE 1.12 – Système d'aspersion en application directe : à gauche système industriel (image ArcelorMittal), à droite système à modéliser (V_{steel} = vitesse de laminage)

Weber comparant les forces d'inertie aux forces capillaires, le nombre de Froude comparant les forces d'inertie aux forces gravitationnelles et le nombre d'Ohnesorge comparant les forces visqueuses à la tension superficielle et les forces d'inertie. Ils sont définis ci-dessous :

$$Re = \frac{\rho d U}{\mu} \quad (1.23)$$

$$We = \frac{\rho d U^2}{\gamma} \quad (1.24)$$

$$Fr = \frac{U^2}{gd} \quad (1.25)$$

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \gamma d}} \quad (1.26)$$

Où U est la vitesse de l'écoulement, d est une longueur caractéristique (dans notre étude, elle correspondra au diamètre de la goutte), μ est la viscosité dynamique du fluide, ρ est la masse volumique du fluide, γ est la tension superficielle entre les deux fluides et g est la gravité. Mundo réalise une expérience dans laquelle un spray impacte une surface [75]. Les gouttes qui forment le spray sont monodisperses. Il montre une corrélation forte entre le nombre de Reynolds et d'Ohnesorge donnant le paramètre d'impact suivant $K = Oh.Re^{1.25}$. La valeur critique de K est de 57.7. Lorsque K est inférieur à cette valeur, alors le système

est en régime de déposition et si il est supérieur, alors c'est un régime de splash. De ce fait, ce paramètre permettra de situer notre étude industrielle pour la déposition d'huile sur la tôle.

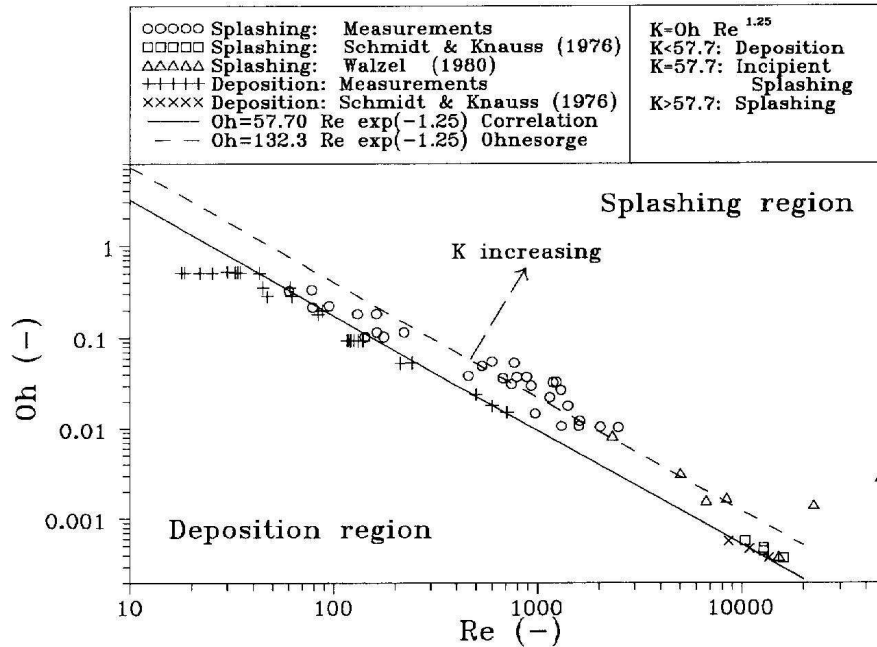


FIGURE 1.13 – Courbe de Mundo , le nombre d'Ohnesorge en ordonnée et le nombre de Reynolds en abscisse (Mundo [75]).

Sur la figure 1.14, un cas d'étude simplifié est défini avec les paramètres suivants : U la vitesse de la goutte, R son rayon et h la hauteur du fluide sur la tôle.

Ce cas permet de comprendre, dans un premier temps, comment se comporte une goutte d'émulsion impactant une surface possédant différentes caractéristiques. Ainsi Adler [84] montre qu'il existe trois phases (figure 1.15) lors de la déposition des fluides sur la tôle. La première phase dépend uniquement de la dynamique selon le nombre de Weber et de Reynolds, ensuite (une fois la dynamique initiale atténuée, ce qu'on appelle les effets balistiques) les forces capillaires telles que la tension superficielle et la ligne de contact stabilisent le système. Et, pour finir, l'étalement ne voit plus que la géométrie de la plaque. Sur la figure 1.15, le comportement d'une goutte d'émulsion est représenté pour des surfaces ayant des propriétés variables grâce aux différents fluides (DMN, acide oléique, trioleine) appliqués. La phase 1 est semblable pour toutes les surfaces, donc la dynamique ne sert qu'à déterminer la

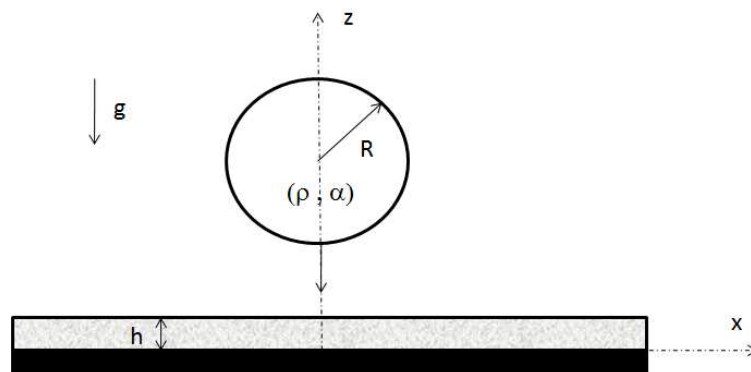


FIGURE 1.14 – Représentation d'un impact d'une goutte d'émulsion supposée homogène.

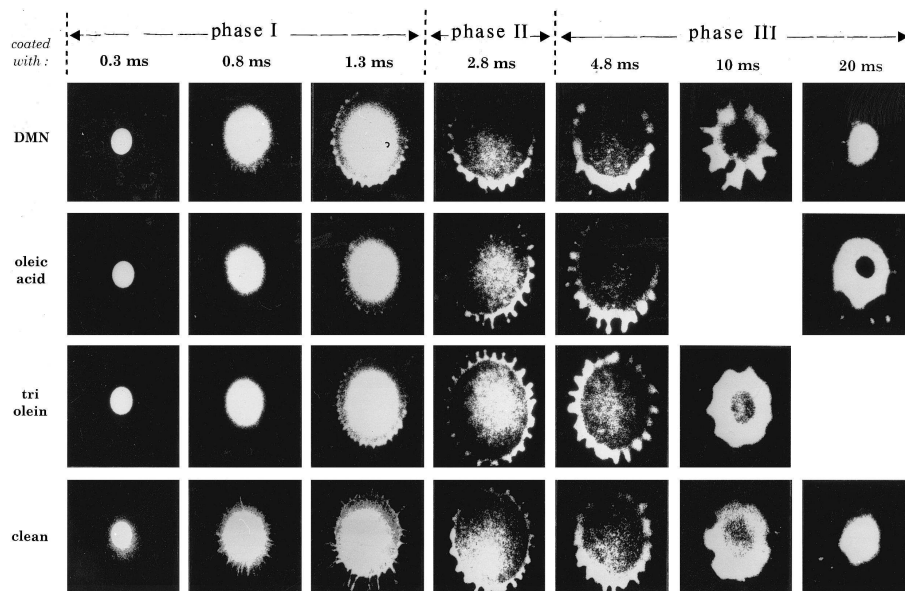


FIGURE 1.15 – Description des trois phases lors d'un impact de goutte d'émulsion (Adler [84]).

condition de déposition ou de splash. Sur la phase 2, la couronne est différente pour chaque surface, montrant que les effets capillaires agissent tôt dans la déposition en modifiant les formes d'étalement. Pendant la phase 3, la rugosité de la tôle et les conditions de mouillabilité définissent la quantité de fluide déposé. Adler montre que la rugosité de la plaque joue un rôle essentiel sur la hauteur de fluide déposé sur un temps d'impact suffisamment long :

plus la rugosité de la plaque est grande et plus le fluide occupe une surface importante sur la tôle. Dans la partie émulsion, le type d'émulsifiant (ionique ou non-ionique) est montré comme un paramètre important dans la stabilité des émulsions. Mourougou-Candoni et al. [73] montrent que la nature de l'espèce détermine le comportement mouillant ou non de la surface. Il montre qu'une huile avec des tensio-actifs ioniques s'étale sur la tôle alors que la même huile avec des agents non ioniques s'équilibre sur la surface de contact.

Le terme de tension de surface dynamique, lorsque l'interface n'est pas à l'équilibre, est abordé mais la question ne serait elle pas : Existe t il un angle dynamique de contact ? Les surfactants jouant sur la tension superficielle, ils créent un environnement mouillant ou non et pourraient influencer ainsi l'angle de contact. Nous essaierons de répondre à cette question dans le Chapitre 2.

Weiss [111] explique que pour des gouttes inférieures à $300\ \mu m$, la fluctuation sur la vitesse est aussi grande que la vitesse moyenne dans le spray dues aux effets aérodynamiques, notamment la traînée, par conséquent, la vitesse de la goutte lors de l'impact reste difficile à prédire pour une étude paramétrique. Sur la figure 1.16, Weiss montre l'influence de l'angle d'impact et de la pression d'injection sur la quantité de fluide déposé sur la surface pour une goutte monophasique. Cette étude est menée sur deux critères : la première pour une surface sèche et la deuxième sur un film liquide déposé initialement sur la surface. L'étude permet de conclure qu'un petit angle d'incidence avec une faible pression d'aspersion⁷ sans film existant sont les conditions optimales pour une déposition. L'effet de la présence d'un film existant diminue la quantité de fluide déposé quels que soient la pression ou l'angle favorisant le splashing. Les composantes de la vitesse (figure 1.17) sont modifiées selon l'angle et notamment la composante tangentielle à la paroi (v_z) qui peut passer du simple au double en fonction de l'angle [111]. Pour le cas industriel, l'information importante est la faible influence de la pression sur la vitesse normale. On constate que la vitesse normale (v_x) à la paroi reste constante pour les différents paramètres (pression, angle et épaisseur de film).

1.5.1.2 Etude numérique

La méthode de volume de fluide (Volume Of Fluid VOF) par Hirt et Nichols [54], Gueyffier et Zaleski [47] (1998), Vincent et Caltagirone [104] (1999), mais aussi la méthode des intégrales limites (Boundary Integrate Method BIM) par Davidson [28] (2002) et Weiss et Yarin [112] (1999) ont été utilisées pour prédire la déformation d'interfaces air-liquide après

7. La pression d'aspersion est la différence de pression entre la pression du fluide dans la buse et la pression atmosphérique.

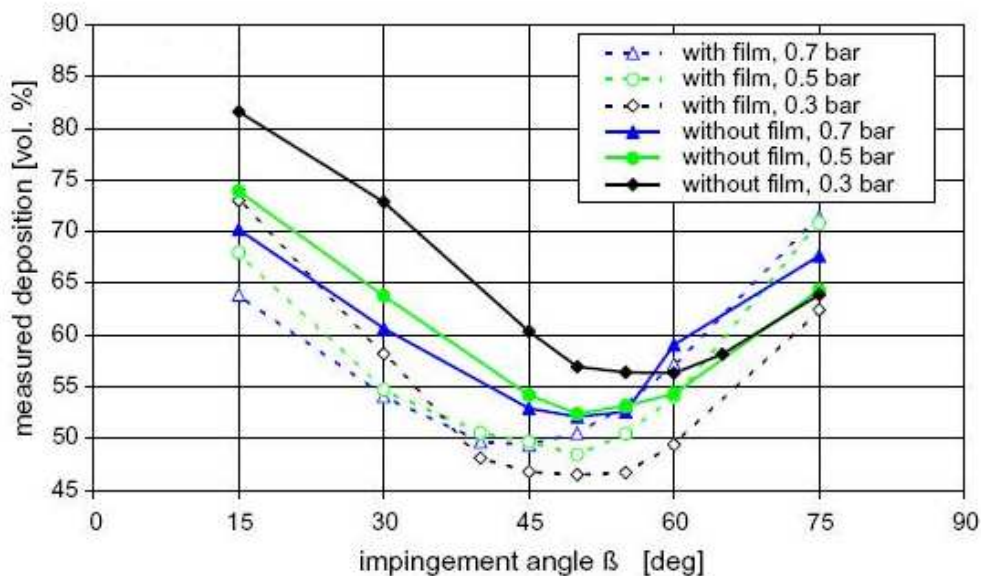


FIGURE 1.16 – Etude de l'épaisseur de fluide déposé en fonction de l'angle d'impact β , de la pression d'injection et des conditions des surfaces (film épais ou surface sèche) (Weiss [111])

un impact de goutte. Yarin et Weiss [112] étudient la déformation d'une goutte lorsque celle-ci rencontre un film liquide (figure 1.18). Ils prédisent la formation de la couronne et des gouttes secondaires pour divers nombre de Weber. La goutte (figure 1.18) est considérée sphérique de rayon R avec une vitesse uniforme U à l'instant initial impactant un film horizontal constitué de la même phase que la goutte, d'épaisseur h . L'échelle de temps est calibrée sur le rapport $\frac{R}{U}$.

Davidson [28] et Yarin et Weiss [112], dans leurs études, négligent les effets visqueux et ils considèrent la déformation axisymétrique et le mouvement du fluide irrotationnel donnant un potentiel vitesse (ϕ) suivant :

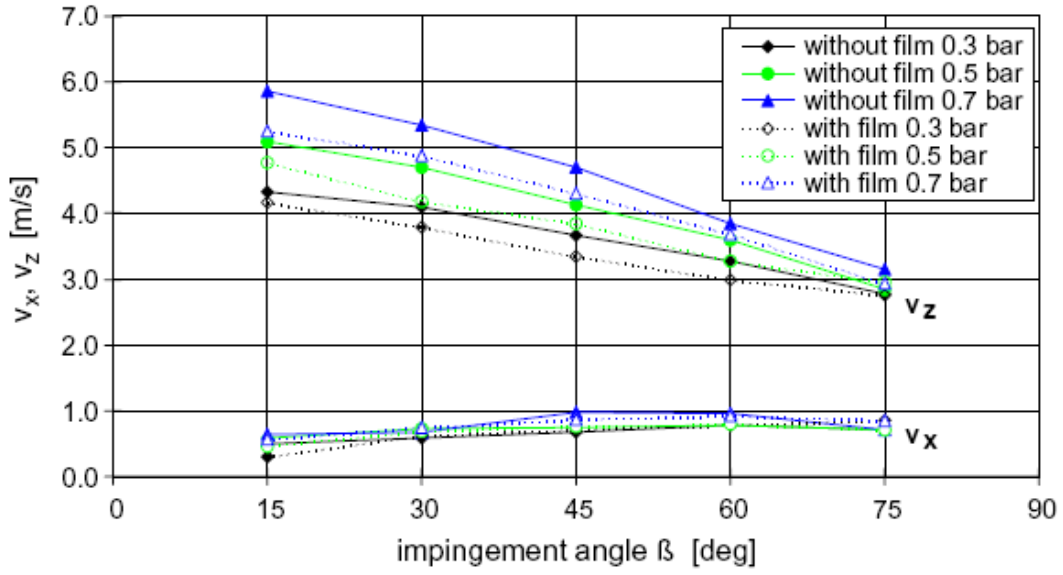


FIGURE 1.17 – Etude de la vitesse de goutte à l’impact en fonction de l’angle d’impact , de la pression d’injection et des conditions des surfaces (film épais ou surface sèche) (Weiss [111])

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ en } z = 0 \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \text{ en } r = R \quad (1.29)$$

$$\phi = -z \text{ en } z > h \text{ à } t = 0 \quad (1.30)$$

$$\phi = -h \text{ en } z \leq h \text{ à } t = 0 \quad (1.31)$$

Où R est un rayon de goutte suffisamment grand pour que le film ne soit pas déformé par l’impact. Yarin et Weiss [112] choisissent une interface initiale représentant la goutte et un potentiel vitesse à l’intérieur de la couronne formée par l’interaction entre la goutte et le film. Dans ce cas là, la région où le cercle de la goutte est tangent au film, ils obtiennent l’équation suivante :

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2}|u^2| - \frac{1}{Fr}z - \frac{1}{We}\kappa \quad (1.32)$$

Où $\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + u \nabla \phi$, Fr est le nombre de Froude, We est le nombre de Weber et κ est

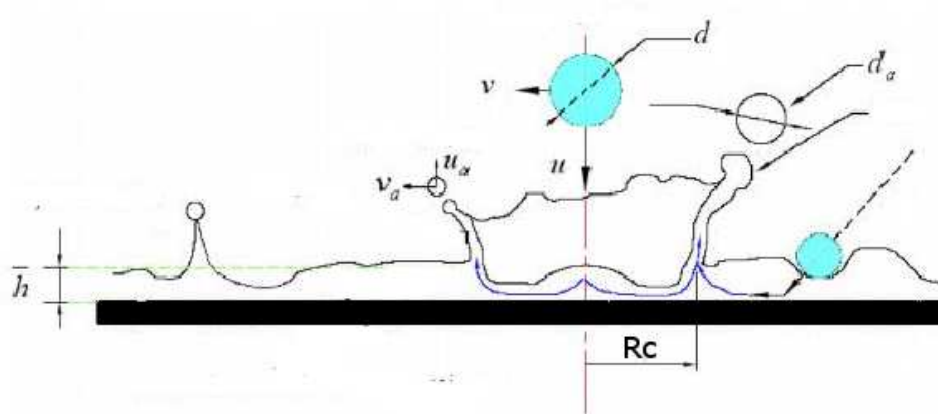


FIGURE 1.18 – Impact de plusieurs gouttes sur un film épais (Yarin et Weiss [112])

la courbure définie de la façon suivante : $\kappa = \frac{\partial \theta}{\partial S} + \frac{\sin \theta}{r}$.

Davidson montre que les méthodes BIM et VOF apportent sensiblement les mêmes solutions. Lunkad [67] utilise la méthode VOF avec un maillage cartésien, avec le modèle de Brackbill pour modéliser les forces volumiques de tension superficielle mais aussi déterminer la norme des vecteurs unitaires normaux et tangentiels à l'interface et l'angle de contact mesuré expérimentalement.

1.5.2 Écoulements macroscopiques

Concernant les écoulements macroscopiques au voisinage de l'emprise, différents auteurs ont identifié un mécanisme de croissance du film dans l'emprise. Ainsi, nous présenterons pour chaque auteur le mécanisme et le modèle associé.

1.5.2.1 Modèle de viscosité efficace

L'émulsion est considérée comme un fluide monophasique où la viscosité est une viscosité de mélange. La viscosité de mélange est définie à partir de la proportion de chaque phase. Elle

dépend des paramètres de l'émulsion donc de la déformation des gouttes, de la concentration en huile et des tensioactifs. Des modèles pour la viscosité équivalente sont développés, dans un premier temps par Einstein en 1906 [38], $\mu_{eq} = \mu_c(1 + 2.5\phi)$, avec μ_c la viscosité de la phase continue. En 1976, Barnea [4] complète le modèle proposé par Einstein en prenant en compte les effets des tensions superficielles et la taille des gouttes de la phase dispersée dans le terme μ_s , donnant l'équation suivante :

$$\mu_{eq} = \mu_c \exp\left(S \frac{\phi}{1 - \phi}\right) \quad (1.33)$$

Avec $S = 2.5 \left[\frac{0.4\mu_c + \mu_d + \mu_s}{\mu_c + \mu_d + \mu_s} \right]$ où μ_d est la viscosité de la phase dispersée et μ_s est une viscosité de surface. La viscosité de surface est une viscosité de volume sur une unité de longueur, la viscosité de volume est déterminée par l'équation suivante : $\mu_v = \lambda_L + \frac{2}{3}\mu$ avec μ la viscosité dynamique et λ_L le second coefficient de la viscosité. Dans le cas de fluide incompressible, la viscosité de volume est nulle $\mu_v = 0$. Cette viscosité de volume peut être assimilée au module de rigidité avec la dilatation qui vaut $\lambda_L + \frac{2}{3}\mu_v$ où λ_L et μ_v sont les coefficients de Lamé en mécanique du solide déformable élastique.

Ces relations sont valables lorsque la taille de goutte est très inférieure à l'épaisseur du film. Si nous faisons l'hypothèse de film mince, alors la taille de goutte est de même ordre de grandeur que l'épaisseur du film. Alors la goutte interagit à la fois avec l'air et le métal. Ainsi, un bilan des forces est proposé par Yan [?] en 1997. Il définit une pression pour chaque phase de l'émulsion.

Pour la phase dispersé : $\frac{F_d}{A_d} = \mu_d \frac{\partial U}{\partial z}$

Pour la phase continue : $\frac{F_c}{A_c} = \mu_c \frac{\partial U}{\partial z}$

Pour l'émulsion considérée comme liquide monophasique : $\frac{F}{A} = \mu_{eq} \frac{\partial U}{\partial z}$

Avec $A = A_c + A_d$ correspondant à la surface de contact fluide/métal. Selon le bilan des forces $F = F_c + F_d$. On obtient :

$$F = A\mu_{eq} \frac{\partial U}{\partial z} = [A_c\mu_c + A_d\mu_d] \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.34)$$

Avec $\mu_{eq} = \frac{A_c}{A}\mu_c + \frac{A_d}{A}\mu_d$ or $\frac{A_c}{A} = \phi_c$ et $\frac{A_d}{A} = \phi_d$ donc nous pouvons écrire la viscosité équivalente en fonction de la concentration de chaque phase $\mu_{eq} = \phi_c\mu_c + \phi_d\mu_d$

Ces modèles sont limités par l'hypothèse suivante que le taux d'huile est constant au cours du temps dans le film. Or, lors de l'arrivée de l'émulsion dans l'emprise, celle-ci subit une contrainte forte, la cisailant et ainsi les paramètres des modèles sont modifiés tels que la concentration en huile et la vitesse d'écoulement.

1.5.2.2 Modèle de Szeri [101]

Comme dans les modèles de viscosité efficace, Szeri fait l'hypothèse que les gouttes d'huile ont un diamètre inférieur à l'entrefer. Cette hypothèse permet de supposer que l'émulsion s'organise uniquement à partir des interactions entre les deux phases et ainsi les contraintes amenées par les matériaux sont secondaires. Le raisonnement de Szeri est basé sur la théorie des mélanges qui consiste à définir en tout point du domaine qu'il existe les deux phases. Ainsi, la masse de chaque phase est bien répartie de façon continue dans le domaine et l'équation de la conservation de la masse peut être établie. Par conséquent, face au gradient de pression, les phases ayant deux viscosités différentes auront un comportement différent. L'huile étant plus visqueuse, elle a une résistance plus importante à la contrainte que l'eau. Donc l'eau sera chassée en priorité de l'emprise, ce qui augmentera la concentration en huile. Les équations de Szeri proviennent des hypothèses de la lubrification hydrodynamique incorporées dans la mécanique diphasique.

$$\frac{d}{dx}(\psi_1 \frac{dP}{dx} + \psi_2 \frac{d\phi_d}{dx}) = 12 \frac{d(\phi_d U h)}{dx} \quad (1.35)$$

$$\frac{d}{dx}(\psi_3 \frac{dP}{dx} - \psi_4 \frac{d\phi_d}{dx}) = 12 \frac{d((1 - \phi_d) U h)}{dx} \quad (1.36)$$

Nous constatons que ces équations ressemblent fortement à l'équation de Reynolds $\frac{d}{dx}(\frac{h^3}{\mu} \frac{dP}{dx}) = 12 \frac{d(Uh)}{dx}$, chaque équation traduit le comportement d'une phase via le paramètre ϕ_d . Les termes ψ servent à coupler le système d'équations en définissant les interactions entre les deux phases. Szeri montre dans un cas EHD que la concentration en huile augmente lorsque l'émulsion arrive vers le contact, jusqu'à l'inversion d'émulsion, c'est à dire quand l'huile devient une phase continue et l'eau devient la phase dispersée. Les études menées par Szeri[101] sont effectuées pour une émulsion avec une concentration à 10% d'huile soit environ cinq fois supérieure à celle des cas industriels. Il constate que pour une émulsion de cette concentration, il obtient un taux d'huile à 50% pour une réduction typique de laminage de 30%. Donc, on supposera que pour une émulsion à 2%, il y aurait un taux d'huile à 10% si le phénomène physique est linéaire.

1.5.2.3 Modèle de Wilson [113]

Wilson suppose que le diamètre des gouttes d'huile est supérieur à l'épaisseur de l'entrefer, ainsi ce ne sont plus les interactions liquides-liquides qui prédominent mais bien les interactions fluide-structure. Les premières hypothèses, dans la zone d'entrée, posées par Wilson, sont les suivantes :

- les gouttes sont sphériques
- la concentration est constante
- la pression est constante

Par la suite, les gouttes sont écrasées, donc déformées, jusqu'à devenir des cylindres et considérées comme des "piliers", alors la pression peut croître. Les piliers s'élargissent lorsque l'entrefer se réduit, chassant l'eau et provoquant l'inversion d'émulsion. Ainsi, le modèle de Wilson est défini sur cette description physique. Soit un gradient de pression adimensionné (GP) posé de la façon suivante : $GP = \frac{\text{débit de Poiseuille}}{\text{débit de Couette}}$. Ces écoulements sont représentés dans la zone d'entrée de la figure 1.19, avec un écoulement de Poiseuille qui se situe dans le centre de l'écoulement orienté vers l'amont et un écoulement de Couette en proche paroi orienté vers l'aval. Wilson pose l'équation de Reynolds et le gradient de pression adimension-

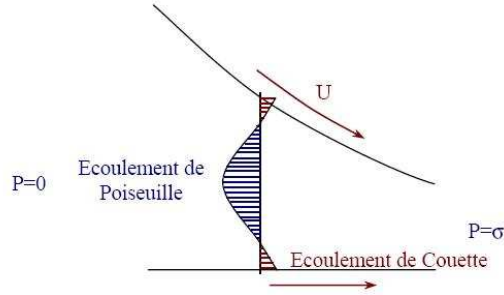


FIGURE 1.19 – Représentation des écoulements dans la zone d'entrée (Wilson [113])

sionné pour ensuite effectuer une analyse de débit où nous noterons Q_d le débit de la phase dispersée et Q_c le débit de la phase continue :

$$\frac{d}{dh} \left(\frac{h^3}{12\mu U} \frac{dP}{dx} \right) = 1 \quad (1.37)$$

$$GP = \frac{h^2}{12\mu_c U} \frac{dP}{dx} \quad (1.38)$$

$$Q_d = Uh \left(1 - \frac{\mu_c}{\mu_d} GP \right) \quad (1.39)$$

$$Q_c = Uh(1 - GP) \quad (1.40)$$

A partir de la conservation de la masse, nous pouvons poser le débit du film (Q) : $Q = \phi_d Q_d + (1 - \phi_d) Q_c$.

En dérivant 1.39 et 1.40, Wilson obtient un système de deux équations dont les inconnues sont la concentration en huile et le gradient de pression adimensionné :

$$\frac{d\phi_d Q_d}{dh} = 0 \quad (1.41)$$

$$\frac{d(1 - \phi_d) Q_c}{dh} = 0 \quad (1.42)$$

$$(1.43)$$

Ce qui donne :

$$\frac{dGP}{dh} = \frac{(1 - \phi_d)(-1 + \frac{\mu_c}{\mu_d} GP) - \phi_d(1 - DP)}{1 - \phi_d(-1 + \frac{\mu_c}{\mu_d} GP) - \phi_d \frac{\mu_c}{\mu_d} (1 - DP)} \quad (1.44)$$

$$\frac{d(\phi_d)}{dh} = \frac{\phi_d}{h} \frac{1 - \frac{\mu_c}{\mu_d} \frac{dGP}{dh}}{-1 + \frac{\mu_c}{\mu_d} GP} \quad (1.45)$$

$$(1.46)$$

Dans cette hypothèse de pilier d'huile, l'eau a forcément plus de difficulté à s'évacuer vers l'amont car ces piliers grossissent au fur et à mesure que l'entrefer se resserre. De ce fait, le diamètre hydraulique d'évacuation de l'eau diminue. Par conséquent, Wilson propose d'ajouter à ces modèles une interaction entre les flux à l'aide de facteurs F_5 et F_6 de la manière suivante :

$$Q_d = Uh(1 - \frac{\mu_c}{\mu_d} F_5 GP) \quad (1.47)$$

$$Q_c = Uh(1 - F_6 GP) \quad (1.48)$$

Avec

$$F_5(\phi_d) = 3.74\phi_d^3 + 5.43\phi_d^2 - 2.95\phi_d + 2 \quad (1.49)$$

$$F_6(\phi_d) = F_4(\phi_d) + \frac{\mu_c}{\mu_d} F_5(\phi_d)[1 - F_4\phi_d] \quad (1.50)$$

$$F_4(\phi_d) = \exp(-2.13\sqrt{(-\ln(0.907 - \phi_d))} + 0.676) \quad (1.51)$$

Où 0.907 représente la concentration maximale volumique. L'étude du modèle, sur une configuration cylindre/plan indéformables, montre que la quantité d'huile au départ est un paramètre important car plus la concentration est élevée, plus la réserve se forme loin en amont de l'emprise. De ce fait, l'hypothèse du pilier d'huile supportant la pression est vérifiée car la zone de repartition de la pression augmente en fonction de la concentration. Wilson confronte son modèle aux données expérimentales et applique un paramètre C, dans la hauteur de film $h = 2CR_g$, définissant le nombre de fois que la goutte est écrasée pour obtenir une cohérence

avec les données de Dow [32]. Son paramètre ($C = \frac{1}{30}$) donne une bonne concordance entre les résultats, donc ce paramètre signifie un comportement physique non pris en compte dans le modèle, nous pouvons supposer qu'il décrit la physico-chimie des émulsions. Le point négatif du modèle est la prediction, le fait de calibrer un paramètre empêche toute prédiction de l'épaisseur de film *a priori*.

1.5.2.4 Modèle de Cassarini

Les hypothèses de Szeri et de Wilson sont complètement différentes et pourtant les deux apportent un mécanisme de film d'émulsion dans l'emprise. Cassarini réalise un couplage des deux modèles permettant de déterminer l'épaisseur du film dans les gammes de vitesse de laminage hautes et basses. Ainsi, le modèle montre une chute importante de l'épaisseur pour une vitesse de $10 m.s^{-1}$ sur la figure 1.20.

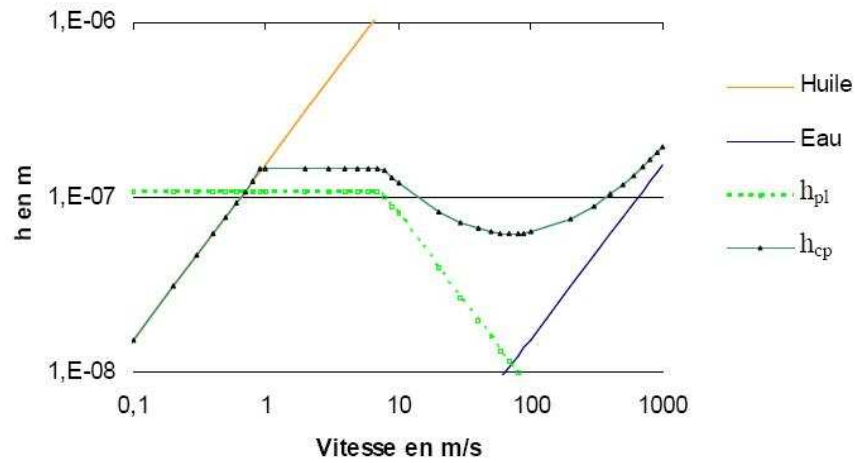


FIGURE 1.20 – Epaisseur de film d'émulsion en fonction de la vitesse de laminage (Cassarini [19]). Les paramètres sont les suivants : la rugosité $r_q = 1\mu m$, le rayon du cylindre $R = 0.1m$, le débit d'émulsion $Q = 4.10^{-6}m^3.s^{-1}$ et la largeur de plaque $l = 0.1m$.

Cassarini propose un modèle de concentration dynamique dont le couplage est Plate Out-Szeri-Wilson (figure 1.21). Avec ce nouveau modèle, il constate que la chute de l'épaisseur d'huile est moins importante avec une hypothèse que l'huile reste en proche paroi, car le cisaillement dû à l'écoulement de Poiseuille y est faible. L'équation du modèle est la suivante : $h_{cp} = h_{pl} + 2CR_g\phi_0 + h_{eau}$ où h_{cp} est l'épaisseur du couplage des modèles de Plate out et de l'emprise Szeri-Wilson, h_{pl} est l'épaisseur du Plate Out et h_{eau} est l'épaisseur de l'eau dans

le cas d'une alimentation monophasique à l'eau.

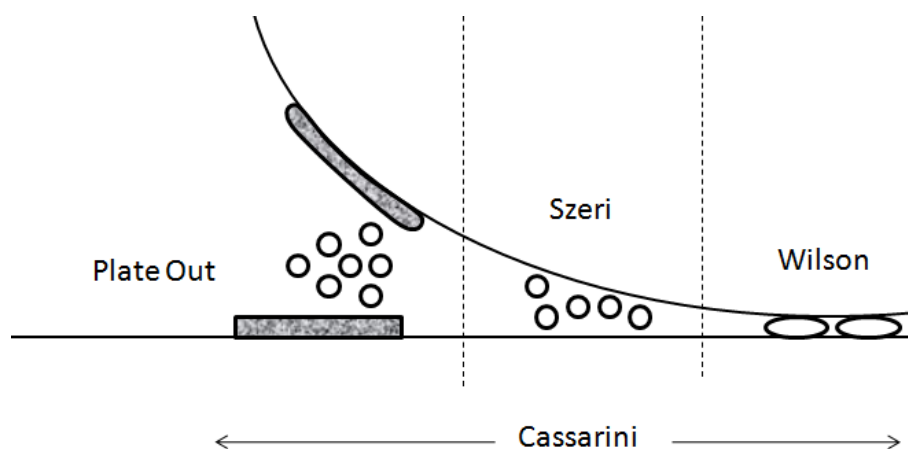


FIGURE 1.21 – Modèle de Cassarini

1.5.3 Synthèse

L'alimentation de la lubrification dans le procédé de laminage à froid s'effectue via des buses d'injection apportant une émulsion Eau/Huile sous forme de spray à la tôle d'acier défilant à une vitesse de laminage variable sur la chaîne de production. La lubrification est actuellement pilotée par la pression des buses, la vitesse de laminage et la concentration en huile dans l'eau. Dans le procédé, la chimie est un élément important pour contrôler la stabilisation ou déstabilisation de l'émulsion. La réaction de l'émulsion au contact ou proche contact entre le cylindre et la tôle d'acier est connue et modélisée dans plusieurs régimes de laminage. Mais les mécanismes dans la zone en amont du cylindre ne sont pas correctement modélisés car les mesures et les observations restent très difficiles avec un nuage de gouttelettes. Pour y remédier, la simulation numérique de ces mécanismes est nécessaire pour décrire les phénomènes physiques afin de les modéliser. Cette compréhension est multi-échelle dans le contexte du Plate Out il s'agit de modéliser les effets physicochimiques et pour les écoulements au voisinage de l'emprise, la modélisation est macroscopique de type ressaut hydraulique. Aujourd'hui, les effets capillaires sur la lubrification sont des paramètres manquants pour déterminer l'épaisseur d'huile déposée qui sera elle-même un paramètre d'entrée dans les modèles de lubrification du contact. Dans ce document, nous proposons de modéliser les effets de ligne triple et de mouillabilité dans les équations de Navier-Stokes dans le cha-

pitre 2. Le chapitre 3 est focalisé uniquement sur les méthodes numériques pour résoudre les équations de Navier-Stokes en 3D et le suivi d'interface dans un milieu triphasique. Dans le chapitre 4 nous présenterons une étude paramétrique du Plate Out et une analyse physique des phénomènes rencontrés. Le dernier chapitre concerne les écoulements macroscopiques au voisinage de l'emprise, nous présenterons une étude paramétrique. Ainsi, un modèle de l'épaisseur d'huile déposée sera fourni pour alimenter les modèles EHD, PHD et Cassarini.

Chapitre 2

Modélisation des écoulements multiphasiques incompressibles pour des fluides non miscibles

2.1 Modèle 1-Fluide

La modélisation et la simulation des écoulements multiphasiques, dont l'échelle caractéristique des longueurs d'interface est plus grande que le pas d'espace du maillage, est effectuée avec le modèle 1-fluide ou le modèle de Kataoka [58], [69]. Dans ce modèle, l'écoulement multiphasique implique des fluides non miscibles, incompressibles et isothermes. De plus, le coefficient de tension de surface est supposé constant.

L'interface est définie comme une surface de séparation entre deux fluides. Les forces exercées sur cette surface sont les résultantes des contraintes extérieures imposées aux fluides, puis à leurs mouvements. En plus, l'interface est dotée de propriété matérielle appelée tension superficielle. Un paramètre est associé, noté γ , qui caractérise les fluides en présence. L'interface a tendance à prendre une surface minimale $dS = Ldl$. De ce fait, on vérifie que γ est assimilable à une pression donc à une force par unité de surface.

$$\gamma = \frac{F}{L} \tag{2.1}$$

La tension superficielle est exprimée en $N.m^{-1}$. La compétition entre les forces de volume hydrostatique ou les forces de gravité par rapport à la tension superficielle est obtenue grâce

au nombre adimensionnel de Bond :

$$Bo = \frac{\rho g R^2}{\gamma} \quad (2.2)$$

Où g est la gravité en $m.s^{-2}$ et ρ est la masse volumique en $Kg.m^{-3}$. Le nombre de Bond est associé à une longueur caractéristique, appelée longueur capillaire l_c . Celle-ci est définie comme le rayon de courbure d'une interface fluide correspondant à l'équilibre entre la gravité et la tension de surface soit $Bo = 1$. A partir de l'équation précédente, on obtient :

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (2.3)$$

2.1.1 Equation du mouvement

Les équations de saut valides à l'interface [31] sont directement intégrées par le modèle 1-fluide dans les équations de conservation avec une fonction indicatrice de phase C qui décrit l'évolution de l'interface au cours du temps par une équation matérielle d'advection (2.9). Pour chaque fluide k , la fonction de phase C_k est supposée se comporter comme une fonction de Heaviside :

$$C_k(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{x} \in \text{phase } k \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.4)$$

L'interface entre la phase k et les autres fluides est définie par l'isosurface $C_k = 0.5$. En utilisant la fonction phase, les quantités locales comme la densité ρ ou la viscosité dynamique μ sont définies selon des lois de mélange numériques. Pour exemple :

$$\rho = \sum_{k=0}^{N-1} C_k \rho_k \quad (2.5)$$

$$\mu = \sum_{k=0}^{N-1} C_k \mu_k \quad (2.6)$$

Au final, l'écoulement polyphasique est représenté par un fluide équivalent et les équations de Navier-Stokes dans le cadre du modèle 1-fluide [58, 93] sont les suivantes :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u})] + \mathbf{F}_V \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial C_k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C_k = 0 \quad (2.9)$$

Par la suite, les modèles dédiés à la fermeture du modèle 1-fluide sont présentés, amenant une représentation des effets de tension de surface $\mathbf{F}_V$.

Les méthodes utilisées pour résoudre les équations 2.7 et 2.9 reposent sur une approche par volumes finis implicites sur des maillages structurés fixes et une approche par Volume Of Fluid (chapitre 3).

2.1.2 Conditions de saut

L'interface est une surface d'échange entre deux fluides où des transferts de masse d'un fluide vers l'autre peuvent intervenir à travers l'interface. Considérons un volume élémentaire représentatif coupé par l'interface, u_k est la vitesse de la phase où u_1 et u_2 sont des vitesses locales de part et d'autre de la surface de contact entre les deux phases. De plus, $\rho_1 u_1$ et $\rho_2 u_2$ sont des quantités de mouvement associées aux fluides 1 et 2. L'hypothèse de la conservation de masse totale du système impose que $\rho_1 u_1$ perdue soit forcément récupérée par $\rho_2 u_2$. En posant V la vitesse de l'interface et $\mathbf{n}_i$ la normale i de l'élément de surface considéré, on obtient :

$$\rho_1(u_1 \mathbf{n}_i - V) = \rho_2(u_2 \mathbf{n}_i - V) \quad (2.10)$$

Sans changement de phase, les flux de masse relatifs à la position de l'interface sont nuls. Donc, les deux termes sont respectivement égaux à 0 et

$$V = u_1 \mathbf{n}_i = u_2 \mathbf{n}_i \quad (2.11)$$

Cette expression traduit la continuité des vitesses normales à travers l'interface. Ainsi, l'expression précédente est reformulée comme une relation de saut à l'interface :

$$(u_1 - u_2) \cdot \mathbf{n}_i = [u] \cdot \mathbf{n}_i = 0 \quad (2.12)$$

2.2 Modèle de tensions de surfaces

2.2.1 Modèle de Brackbill

A l'interface, la continuité des vitesses normales est exprimée avec le bilan massique ; il faut aussi s'assurer de la continuité de la quantité de mouvement. Le flux par unité de longueur σ_I correspond aux contraintes interfaciales exercées par les forces de tensions superficielles de la manière suivante : $\sigma_I = \gamma I_s$ avec I_s le tenseur identité surfacique. Lorsque

l'interface est à l'équilibre, la tension superficielle est la même quelle que soit la direction prise le long de la surface. Ainsi, γ est isotrope sur l'interface en 2D, de même que la pression est indépendante de l'orientation d'un élément de surface appartenant à l'une des phases. Les sources de quantité de mouvement extérieures à l'interface sont les flux de masse $\rho_k u_k (u_I - u_k)$ ainsi que les contraintes $(-p_k I + 2\mu_k S_k) \mathbf{n}_k$ provenant de chacune des phases. Le bilan interfacial de quantité de mouvement devient le suivant :

$$\sum_k (-p_k I + 2\mu_k S_k) \mathbf{n}_k + (\rho_k \mathbf{u}_k (\mathbf{u}_I - \mathbf{u}_k)) \mathbf{n}_k = -\nabla_s \cdot (\gamma \mathbf{I}_s) \quad (2.13)$$

Le saut de contrainte entre les deux phases est égal à la source de contrainte à l'interface. Sous l'hypothèse que γ est constant sur toute l'interface, les propriétés de l'opérateur de divergence surfacique amènent à écrire le membre de droite de 2.13 de la façon suivante :

$$-\nabla_s \cdot (\gamma \mathbf{I}_s) = -\gamma \nabla_s \cdot \mathbf{I}_s = -\gamma \kappa n \quad (2.14)$$

Finalement, en considérant l'interface comme libre, l'excès de masse obtenue par une phase compense le déficit de l'autre. Les transferts de masses sont ainsi nuls à l'interface. Comme la tension superficielle est constante sur l'interface, le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$-\gamma \kappa n + \sum_k (-p_k I + 2\mu_k S_k) n_k + (\rho_k u_k (u_I - u_k)) n_k = 0 \quad (2.15)$$

La tension superficielle est une force qui agit sous la déformation de l'interface. Elle est proportionnelle à la courbure de l'interface et elle s'écrit de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_V(M) = \gamma \kappa(M) \mathbf{n}_i(M) \delta_i \quad (2.16)$$

La géométrie de l'interface n'est pas une donnée du problème. Le fait de modéliser le problème diphasique par un modèle 1-fluide ne permet pas de s'affranchir de cette donnée. Il est donc nécessaire de pouvoir exprimer la courbure κ en fonction des autres variables connues afin de déterminer la force de tension superficielle. Une méthode proposée par Brackbill [8], dans un milieu diphasique, consiste à sommer les forces de tensions superficielles à l'interface sur le contour dS d'un volume élémentaire, puis à exprimer la tension superficielle comme l'intégrale curviligne sur dS des termes du coefficient de surface $\gamma(M)$, où la tangente $\mathbf{t}(M)$ est une force de surface tangentielle, localement, à l'interface et $M \in dS$. A l'aide de cette définition, la courbure moyenne κ est égale à l'opposé de la divergence de la normale à l'interface. Cette force capillaire s'écrit :

$$\mathbf{F}_V = -\gamma\kappa\nabla C_k = -\gamma\nabla \cdot \left[\frac{\nabla C_k}{\|\nabla C_k\|} \right] \nabla C_k \quad (2.17)$$

Où κ la courbure de l'interface est exprimée par : $\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n}_i$ et $\mathbf{n}_i \delta_i = \nabla C_k$ représente la normale unitaire à l'interface localisée sur celle-ci par la fonction de Dirac δ_i .

2.2.2 Un modèle de force volumique pour trois phases

Dans le cas triphasique (figure 7.3), la généralisation de l'équation 2.16 est difficile lorsque les trois phases sont en contact. La difficulté est de définir la normale à l'interface et la courbure de celle-ci. Cranga [26] postule qu'en chaque point, $\mathbf{F}_V$ est la somme des contributions des forces capillaires $\mathbf{F}_{Vij}$ entre les phases i et j allant de 1 à 3.

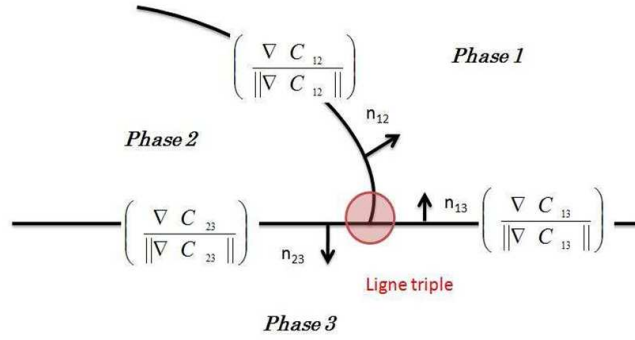


FIGURE 2.1 – Calcul de la force volumique en triphasique

L'équation est basée sur deux hypothèses : le rayon local de l'interface est supérieur au rayon de courbure capillaire $\frac{1}{l_c}$ et les effets Marangoni, détaillant les transferts de masse selon la variation des tensions superficielles à l'interface, sont négligés. On obtient ainsi :

$$F_V = -\frac{1}{2} \sum_{i=1, j=1}^{i=3, j=3} \alpha_{ij} \gamma_{ij} \kappa_{ij} \nabla C_{ij} \quad (2.18)$$

Les fonctions C_i et C_j sont des fonctions de phases appartenant aux fluides i et j. Ces fonctions se comportent comme des fonctions de concentration, par exemple C_i vaut 0 dans le fluide j et vaut 1 dans le fluide i. Ainsi, une moyenne est faite à l'interface sur la fonction de phase notée C_{ij} de la manière suivante :

$$C_{ij} = \frac{C_j}{C_i + C_j} \quad (2.19)$$

A partir de cette moyenne, la courbure entre les deux fluides est recalculée :

$$\kappa_{ij} = \nabla \cdot \left[\frac{\nabla C_{ij}}{||\nabla C_{ij}||} \right] \quad (2.20)$$

$\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$ est la tension interfaciale entre les phases i et j. Elle est supposée constante sur toute l'interface. Dans le cas particulier où le fluide 1 est identique au fluide 2 alors $\gamma_{12} = \gamma_{21} = 0$.

α_{ij} est un coefficient à déterminer. En posant que le problème est symétrique en 1 et 2 ainsi : $\alpha_{12} = \alpha_{21} = 1$.

2.2.3 Un modèle de mouillabilité à la paroi

Les problèmes de mouillabilité sur les surfaces sont des problèmes que les physiciens rencontrent lorsque les phénomènes de capillarité microscopiques interviennent dans la physique macroscopique. Ce problème de modélisation défie les physiciens depuis un siècle, le tout premier modèle à voir le jour est celui de Young-Laplace pour les systèmes solide-liquide-gaz $\sigma_{LG} \cdot \cos(\Theta) = \sigma_{SG} - \sigma_{LS}$. Selon les échelles étudiées, il existe différentes définitions d'angle de contact. Nous nous restreignons dans ce travail à l'angle de contact dit macroscopique ou apparent. Par exemple, les expériences de Mason [80] montrent que si l'expérimentateur regarde la goutte sur la surface à l'oeil nu, alors il observera un angle de contact de l'ordre de 20° , cependant avec un microscope, il observera un angle proche de 0° avec un film précurseur sur la surface. D'un point de vue physique, au point de ligne triple, il existe un déplacement de ce point. Or, selon la mécanique des milieux continus, le tenseur de contrainte nous impose une condition d'adhérence à la paroi. Ainsi, le paradoxe de la ligne triple est le suivant : l'interface se déplace microscopiquement alors que macroscopiquement elle est fixe. Ce paradoxe amène les mécaniciens des fluides à générer une condition de glissement sur une longueur définie. Cette longueur est un artifice mathématique pour casser ce paradoxe, cette longueur n'est pas clairement définie hormis son affiliation à l'échelle de la maille. Ainsi la vitesse d'interface a besoin d'une relation de fermeture apportée par l'angle de contact. Hoffman [55] propose une corrélation entre l'angle macroscopique et la vitesse de la ligne triple à partir d'un ménisque dans un tube en verre pour plusieurs fluides :

$$F(\Theta) = \frac{\mu_L V}{\gamma_{LG}} + F(\Theta_c) \quad (2.21)$$

Avec Θ_c définie comme l'angle de contact statique.

Cette loi reste très générale mais Dussan [37] montre qu'elle est valable uniquement pour un

faible nombre de Reynolds et de Bond. La plupart des auteurs [7],[35],[68],[42], [25],[99] et [96] utilisent la méthode de glissement et une relation de fermeture avec un angle de contact puis une résolution des équations du mouvement en utilisant un artifice numérique. On peut parler de condition de glissement numérique au voisinage du point triple à l'échelle de la maille. Notre modélisation consiste à considérer la paroi plus ou moins adhérente au fluide. Bussmann [10] utilise le modèle de Brackbill avec une fonction de force lissée par sa moyenne et valide son modèles sur différents fluides. Nous faisons une approche similaire à celle de Bussmann en utilisant le modèle de Brackbill pour prendre en compte les effets de capillarité à la paroi dans les équations de mouvement. La démarche est la suivante. Nous avons vu précédemment que le modèle de Brackbill dépend du coefficient de tension superficielle, de la courbure et de la normale. Ces deux derniers paramètres sont calculés à partir de la fonction de phase. Nous proposons pour modéliser les propriétés de surfaces de créer un gradient de la fonction de phase à la paroi. De ce fait , la courbure et la normale sont calculées pour chaque fluide et la force de tension superficielle est imposée à l'équation du mouvement à la paroi. On note C_p la fonction de phase aux limites entre la paroi et le fluide. Cette fonction varie entre 0 et 1 correspondant à différents états de surfaces, lorsque la fonction de phase d'un fluide vaut 0 alors la paroi considère que le contact avec le fluide n'a pas lieu d'être, cet état sera noté comme surface non mouillante où l'angle de contact est de 180° . Si au contraire, C_p vaut 1 , l'état de la surface est mouillant avec un angle de contact de 0° . Ainsi, on définit comme coefficient de mouillabilité C_p permettant au modèle de prendre en compte toutes les propriétés de surfaces entre 0° et 180° . Ce modèle s'appuie sur des méthodes numériques telles que la pénalisation et le lissage de la fonction VOF présentées dans le chapitre 3. A partir de ce modèle, l'angle de contact d'une goutte de différents fluides est étudié pour un nombre de Reynolds de 1 et un nombre de Weber de 1, par conséquent les forces visqueuses et les forces capillaires sont de même ordre de grandeur que les forces d'inertie. Une courbe paramétrique est obtenue (figure 2.2) entre l'angle de contact et la valeur de la fonction C_p imposée à la paroi (coefficient de mouillabilité) [50]. Grâce à cette méthode, nous pouvons modéliser des surfaces partiellement mouillantes. Cette courbe est faite sur deux fluides avec des maillages constants dont le pas d'espace est de plus en plus raffiné à la paroi . A partir de cette étude, une corrélation est établie entre l'angle de contact et le coefficient de mouillabilité. Le modèle est obtenu pour des angles de contact variant entre 15° et 170° donnant l'équation suivante $C_p = 0.5 * (-\tanh(0.025 * (\Theta_c - 90)) + 1)$. Nous supposons, pour les angles inférieurs à 15° , que la surface est considérée comme totalement mouillante ; pour les angles supérieurs à 150° , que la surface est non mouillante. Le modèle

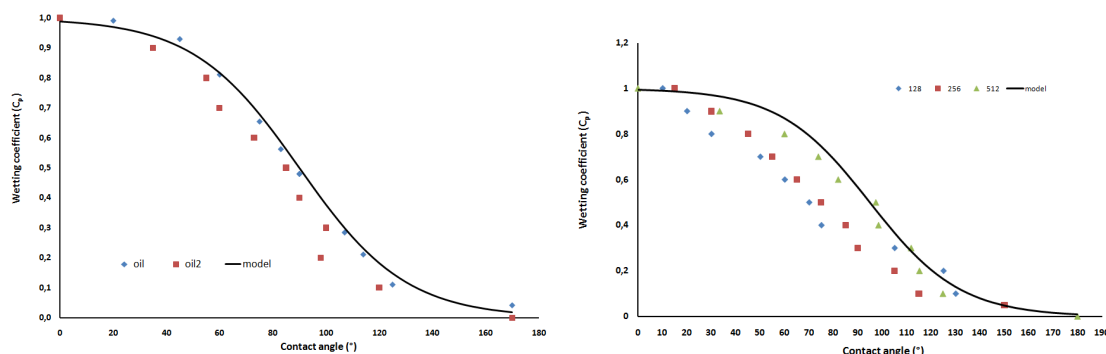


FIGURE 2.2 – courbe paramétrique du coefficient de mouillabilité en fonction de l’angle de contact selon plusieurs fluide et plusieurs maillages

est centré en 0.5 correspondant à un angle de 90° . Pour le cas d’une goutte en équilibre sur une paroi, nous considérons une goutte 2D. Un cercle de liquide de rayon R est initialement posé sur une surface plane horizontale. A l’instant initial, l’angle de contact Θ_c est de 180° . Selon que la surface est mouillante ou non mouillante, l’angle à l’équilibre évolue. Pour une goutte en équilibre sur une surface non mouillante (figure 2.3), l’équilibre entre la pression capillaire et la force capillaire permet d’obtenir une épaisseur théorique $e_{th} = 2.l_c.\sin(\frac{\Theta}{2})$ [36], où l_c est la longueur capillaire. Dans notre étude, e_{th} vaut $7.5mm$ et notre simulation numérique donne une épaisseur de $7.4mm$ pour l’interface repérée par $C = 0.5$.

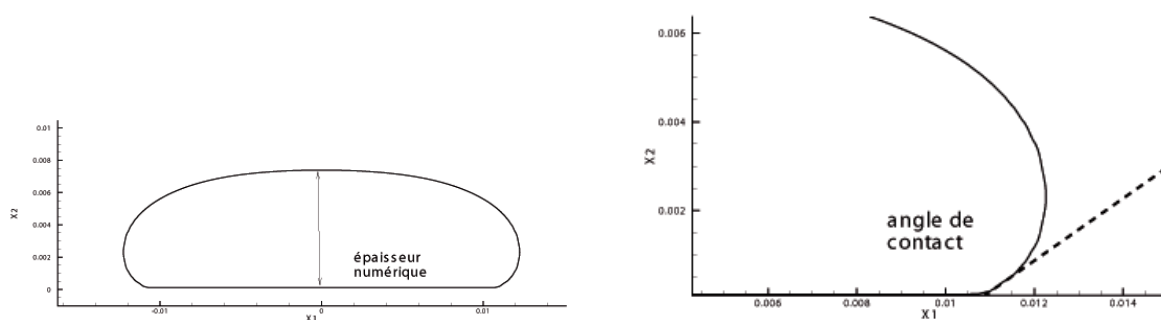


FIGURE 2.3 – goutte en équilibre sur une surface pour un angle de contact de 150° avec la gravité

2.2.4 Etude de l'hysteresis

L'hystérésis correspond à une plage de valeurs où se situe l'angle statique apparent. Il est composé d'un angle dit d'avancée et un angle dit de recul. Sur une paroi horizontale et lisse, l'angle d'avancée et l'angle de recul sont identiques, maintenant si on incline le plan l'angle d'avancée va subir les effets de la gravité et l'interface se déforme créant un angle de contact supérieur à l'angle statique. Pour l'angle de recul, l'effet est inversé et ainsi l'angle de recul est inférieur à l'angle statique apparent. Sikalo [98] montre à travers ses expériences que la déposition est contrôlé par le nombre Weber critique (We_c). Pour des angles critiques d'impact, Sikalo met en évidence avec plusieurs fluides de différentes viscosités que le régime de déposition pour différents angles d'impact (Θ) allant de 5° à 30° est piloté par le nombre capillaire (C_a) défini par l'équation suivante :

$$C_a = \frac{We_c}{Re} = \frac{\mu U \sin \Theta}{\gamma} \quad (2.22)$$

L'étude est menée pour une goutte d'eau de masse volumique 1000 kg.m^{-3} , une viscosité de 1 mPa.s , une tension superficielle de 72 mN.m^{-1} . La surface est inclinée à 60° avec des propriétés de surface différentes (un cas mouillant $\Theta_c = 30^\circ$ et un cas non mouillant $\Theta_c = 130^\circ$). Les effets surfaces sont représentés sur la figure 2.4, on constate qu'il y a un point d'accroche pour le cas mouillant et ensuite l'étalement s'effectue. L'angle d'avancée tend vers l'angle statique imposé et l'angle de recul est inférieur à l'angle statique et il tend vers 0° . La goutte met un certains temps pour trouver son équilibre sur cette paroi inclinée.

Dans le cadre de l'étude sur la lubrification du laminage à froid, on aimerait connaître les effets de la gravité sur les gouttes, normalement la plupart des gouttes ont un faible diamètre inférieur à la longueur capillaire donnée par le nombre de Bond ($l_c = 2.3 \text{ mm}$ pour l'eau). Mais la coalescence peut apporter des gouttes ayant des diamètres supérieures à la longueur capillaire notamment dans les régions du convergent en amont du cylindre de laminage sous l'effet de la forte pression et dz l'inversion dz l'émulsion. L'effet de la gravité est menée sur des cas mouillants et non mouillants (figure 2.5), nous constatons que l'angle d'avancée tend vers l'angle statique, cependant l'évolution temporelle est différente entre les deux cas. Sur le cas mouillant, la goutte avec un diamètre supérieur à la longueur capillaire met un temps plus important pour trouver sa stabilité alors que sur le cas non mouillant quel que soit le diamètre, les gouttes ont le même comportement temporel. Une étude avec d'autres angles d'inclinaison n'est pas obligatoire, Sikalo [98] montre dans la figure 2.6 que l'angle n'agit pas sur la déposition pour un nombre de Weber constant.

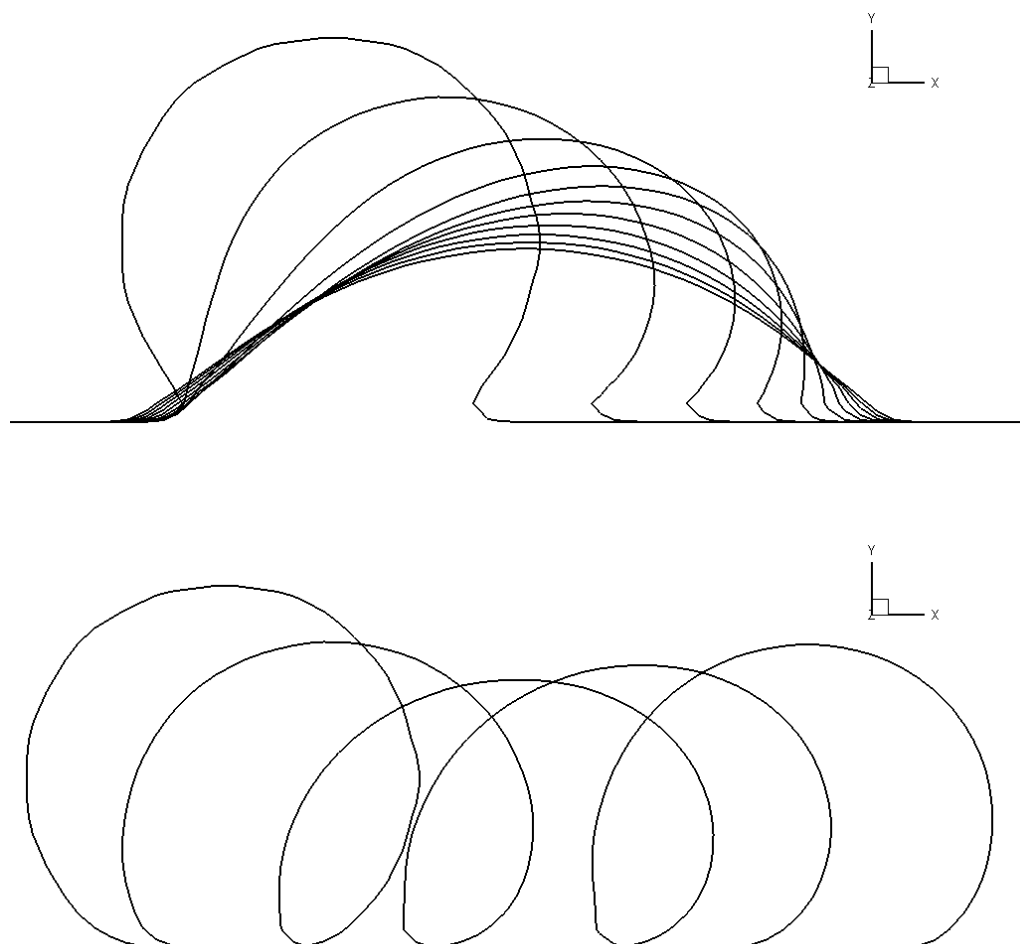


FIGURE 2.4 – Visualisation de l’hystérésis d’une goutte sur une paroi inclinée à 60° avec deux conditions : en haut, la paroi est mouillante avec un angle de contact de 30° et en bas, elle est non mouillante avec un angle de contact de 130° .

2.3 Synthèse

Dans ce chapitre, nous présentons comment modéliser les écoulements polyphasiques pour les simulations numériques. Notre nécessité à prendre en compte les phénomènes capillaires est importante pour résoudre correctement les phénomènes physiques aux petites échelles. Nous utilisons le modèle de Brackbill pour modéliser ces phénomènes, ayant un manque de modélisation sur l’évolution de la tension superficielle en fonction de divers paramètres comme la température et la concentration des micelles. De ce fait, nous pouvons travailler

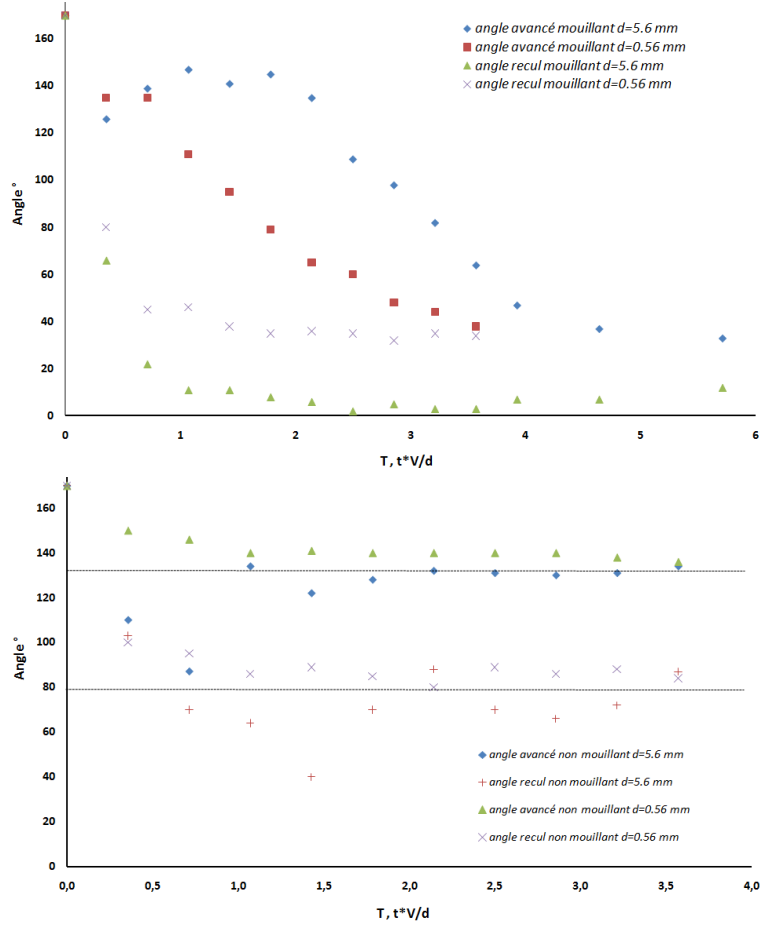


FIGURE 2.5 – Etude de l’angle en fonction du temps pour des surfaces mouillantes (30°) et non mouillantes (130°) sur un plan incliné initialement à 60° pour différents diamètre de goutte ($d = 0.56$ mm et 5.6 mm).

uniquement sur la courbure et la normale calculées à partir de la fonction de phase donnée par le modèle 1-fluide. La difficulté dans les travaux proposés est de modéliser correctement l’angle de contact afin de déterminer précisément l’interface entre le fluide et la paroi. L’idée non développée dans cette thèse mais en cours de développement serait d’imposer la courbure plutôt qu’un angle de contact qui est difficile à mesurer, ainsi l’interface serait nettement plus précise. L’échange d’informations entre les différentes communautés scientifiques (chimie, physique et mécanique) est nécessaire pour comprendre ces phénomènes complexes à la surface.

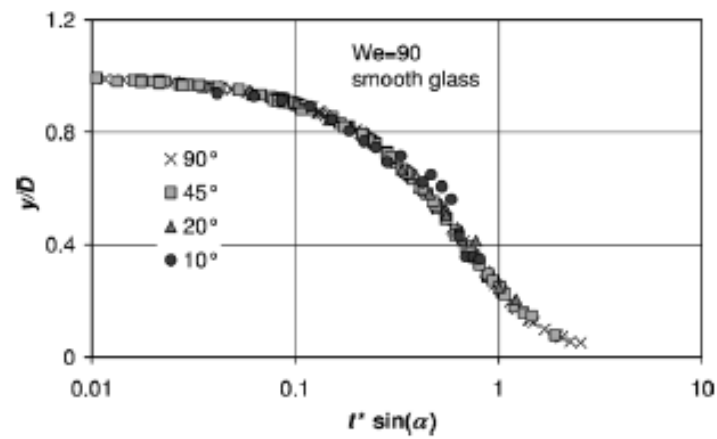


FIGURE 2.6 – Etude de l'étalement d'une goutte sur une surface mouillante et lisse pour un nombre de Weber de 90 avec différents angles d'inclinaison allant de 10° à 90° d'après Sikalo [98]

Chapitre 3

Méthodologie Numérique

Les modèles présentés précédemment ne peuvent pas être résolus analytiquement dans les configurations 3D et instationnaires. L'outil numérique devient alors indispensable pour fournir des résultats approchés mais précis sur un domaine discrétisé à la fois en temps et en espace. Pour résoudre des problèmes multiphasiques, il existe deux types de méthodologies différentes. La première, dite approche Lagrangienne, consiste à discrétiser un seul des fluides en présence, et à considérer l'interface entre les fluides comme une condition limite du problème. Les équations de Navier-Stokes dans ce domaine permettent de déterminer le mouvement de ce milieu en prenant en compte les autres fluides au travers de la relation de saut à l'interface. Cela nécessite un maillage adaptatif qui suit la déformation de l'interface [69]. L'intérêt de cette méthode est d'être précise sur l'évolution de la surface libre en fonction du temps. Les inconvénients résident dans le coût en temps de calcul nécessaire pour résoudre l'interface entre les fluides non miscible, les conditions limites du système à chaque pas de temps à la génération automatique d'un maillage adapté à l'interface. De plus, cette méthode n'est pas adaptée au fractionnement des gouttes que nous pouvons retrouver lors du splash avec la formation des gouttes secondaires. Par contre, lors de la déposition de la goutte sur le substrat[45], cette méthode autorise de prendre l'angle de contact comme condition limite. L'autre méthode est dite Eulérienne. Elle consiste à discrétiser les équations sur le domaine entier qui englobe tous les fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les fluides. Cette méthode s'adapte très bien au maillage cartésien uniforme fixe, ainsi elle est moins coûteuse que la précédente. Elle permet de visualiser des ruptures d'interface mais nécessite cependant de déterminer la position et la géométrie de l'interface, grâce à l'équation d'advection de la fonction de phase C . Le code de calcul Thétis développé au laboratoire TREFLE permet de résoudre les modèles 1-fluide présentés dans le

chapitre précédent. La discrétisation de ces modèles est de type volumes finis, effectuée sur un maillage fixe à deux grilles décalées. Chaque volume de contrôle est centré sur un noeud scalaire et les vitesses se situent sur les faces du volume de contrôle. Les bilans des flux sur les volumes de contrôle s'écrivent naturellement.

3.1 Discrétisation des équations du mouvement

3.1.1 Intégration temporelle

La résolution du système d'équations de Navier-Stokes nécessite de découpler les variables de vitesse et de pression dans les équations de quantité de mouvement et de résoudre en même temps la contrainte d'incompressibilité $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$. Ces deux étapes sont réalisées grâce à la méthode d'intégration en temps des équations du mouvement. La technique la plus utilisée est la projection [23] et [46] pour résoudre le modèle 1-fluide [69] et [118]. Elle se décompose en deux étapes d'intégration temporelle, l'une en prédiction de vitesse et l'autre en résolution de la pression et de la conservation de la masse, dite de correction de pression. Soit Δt le pas de discrétisation temporel et n l'indice de référence de l'itération de calcul en temps, la pression peut alors être écrite au temps $(n+1)\Delta t$ comme la somme de la pression au temps $n\Delta t$ et d'une correction de pression p^* :

$$p^{n+1} = p^n + p^* \quad (3.1)$$

En utilisant 3.1 et en discrétisant la dérivée partielle temporelle de la vitesse par un schéma d'Euler d'ordre 1, les équations du mouvement sont approximées pour un écoulement diphasique [46] de la manière suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho^n \left(\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} \right) = -\nabla(p^n + p^*) + \rho^n g + \nabla \cdot [\mu^n (\nabla \mathbf{u}^{n+1} + \nabla^T \mathbf{u}^{n+1})] + F_V^n \quad (3.3)$$

où F_V^n est la force de tension superficielle. Dans un premier temps, le champ de vitesse est estimé en résolvant explicitement l'équation de conservation de quantité de mouvement dans laquelle le gradient pression est exprimé au temps $(n\Delta t)$.

$$\rho^n \left(\frac{\mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^n \right) = -\nabla p^n + \rho^n g + \nabla \cdot [\mu^n (\nabla \mathbf{u}^n + \nabla^T \mathbf{u}^n)] + F_V \quad (3.4)$$

La solution de l'équation 3.3 donne une estimation de la vitesse $\mathbf{u}^{n+1/2}$ à divergence non nulle. Ainsi la dérivée temporelle de la vitesse doit être identifiée au gradient de correction de pression :

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^{n+1/2}}{\Delta t} + = \frac{-1}{\rho} \nabla p^* \quad (3.5)$$

L'opérateur divergence est appliqué sur l'équation 3.5 pour imposer $\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0$. La correction de pression permettant de vérifier la conservation de la masse, est décrite par l'équation 3.6 donnant une équation de Poisson projetant la vitesse sur un champ à divergence nulle :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1/2} = \nabla \cdot \left(\frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^* \right) \quad (3.6)$$

Après ces étapes de prédiction et de projection, nous obtenons les variables de vitesse et de pression, solutions de 3.3 :

$$\mathbf{u}^{n+1} = \left(\mathbf{u}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho} \nabla p^* \right) \quad (3.7)$$

$$p^{n+1} = p^n + p^* \quad (3.8)$$

Cette méthode à deux étapes est soumise à l'imposition de conditions limites en pression qui requièrent des pas de temps petits lorsque l'écoulement est fortement instationnaire et introduit une erreur de consistance due au splitting en temps. Il est aussi possible à partir des travaux de Fortin et Glowinski [43], de résoudre les équations de quantité de mouvement et celle de conservation de la masse de manière couplée. Cela revient à chercher une solution d'un problème de minimisation dans lequel les variables de vitesse et de pression sont déterminées sous la contrainte divergence de la vitesse nulle. Les développements de Fortin et Glowinski ont été interprétés au laboratoire TREFLE par Caltagirone [13], Khadra [59], Figué [41] ou Ritz [89] pour leur donner une signification physique dans le cadre des écoulements compressibles et incompressibles instationnaires. La méthode du lagrangien augmenté est implémentée pour des écoulements diphasiques par Vincent [105],[107] et [106]. Les hypothèses selon lesquelles l'écoulement est faiblement compressible et isotherme, tant que la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{u}$ n'est pas satisfaite, nous permettent de réécrire l'équation de conservation de la masse

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.9)$$

en une relation qui lie le champ de vitesse et la force de volume exercée par la pression sur les fluides

$$\frac{dp}{dt} + r \nabla \cdot u = 0 \quad (3.10)$$

où r est une constante positive inversement proportionnelle au coefficient de compressibilité isotherme local. En utilisant un schéma d'Euler d'ordre 1, la dérivée temporelle de l'équation 3.10 est discrétisée de la manière suivante :

$$\frac{p^{n+1} - p^n}{\Delta t} + r \nabla \cdot u = 0 \quad (3.11)$$

La pression est un paramètre important dans la dynamique des fluides des écoulements incompressibles diphasiques. C'est au travers de son gradient qu'il agit comme une force de volume permettant d'assurer l'incompressibilité. De plus, la pression génère de la vorticité lorsque le gradient de pression ∇p n'est pas aligné avec l'interface [69]. Les champs de vitesse et de pression sont liés, de ce fait le couplage entre ces composantes de l'écoulement dans les équations de Navier-Stokes doit être correctement représenté. Ceci est réalisé en assurant un intégration temporelle implicite de l'équation de quantité de mouvement comme suit :

$$\rho^n \left(\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} \right) = -\nabla p^{n+1} + \rho^n g + \nabla \cdot [\mu^n (\nabla \mathbf{u}^{n+1} + \nabla^T \mathbf{u}^{n+1})] + F_V^{n+1} \quad (3.12)$$

La méthode du lagrangien augmenté consiste à substituer la valeur implicite de la pression dans 3.12 par une expression issue de 3.11 qui dépend de la pression au temps $n\Delta t$ et de la vitesse au temps $(n+1)\Delta t$. Le système d'équation devient le suivant :

$$\rho^n \left(\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} - r' \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1}) \right) = -\nabla p^n + \rho^n g + \nabla \cdot [\mu^n (\nabla \mathbf{u}^{n+1} + \nabla^T \mathbf{u}^{n+1})] + F_V^{n+1} \quad (3.13)$$

où $r' \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1})$ est nom  m   terme du lagrangien augmenté. Les avantages de cette méthodes sont qu'elle décrit implicitement la vitesse et la pression dans un seul et même système d'équations. Elle est plus précise a priori que la projection scalaire lorsque le système est résolu avec des résidus faibles car elle est constituée d'une seule étape de résolution. Enfin pour une forte variation de masse volumique entre deux fluides, la méthode du lagrangien augmenté est plus robuste. Il existe une méthode hybride couplant projection scalaire et lagrangien augmenté développée dans les articles suivants : Vincent [104], Ritz [89] et Caltagirone [12]. Nous utiliserons dans les calculs suivants la méthode du lagrangien augmenté pour diverses raisons comme l'utilisation des techniques de pénalisation et de la compressibilité (non développée dans le code pour la projection scalaire).

3.1.2 Intégration spatiale

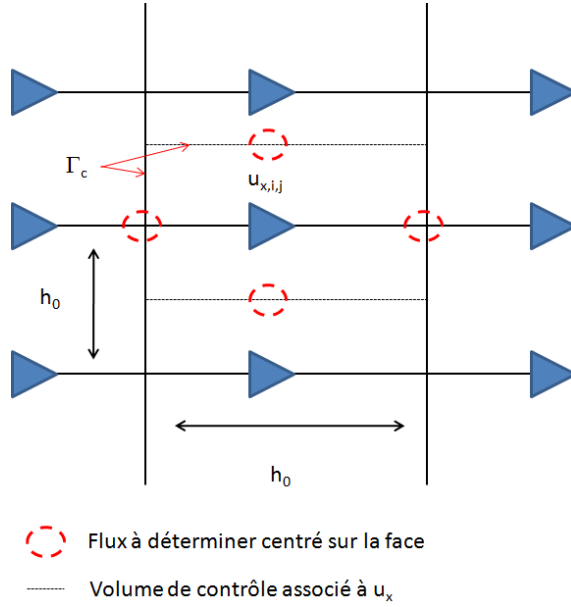
La résolution des équations de Navier-Stokes en formulation à 1-fluide avec l'une des méthodes d'intégration temporelle présentées précédemment (projection scalaire ou lagrangien augmenté) nécessite de définir une discrétisation du domaine de calcul noté Ω . Afin que la conservation soit satisfaite, nous choisissons des volumes élémentaires au sens de la mécanique des milieux continus dans le domaine Ω appelés volumes de contrôle. L'utilisation d'une disposition décalée des grilles de vitesse et de pression, présentée par Harlow et Welch [?] dans leur méthode Marker And Cell (MAC), permet de traiter naturellement les conditions limites en vitesse aux parois. Contrairement à la méthode des différences finies qui discrétise les opérateurs aux dérivées partielles par des opérateurs approchés issus de développements en série de Taylor, les dérivées spatiales sont approximées par des Volumes Finis [82] dans le contexte des milieux continus. Cette technique est en effet très bien adaptée à la prise en compte des phénomènes physiques. La méthode de Volume Finis consiste à intégrer les équations de mouvement sous leur forme conservative sur chaque volume de contrôle du maillage. Ainsi pour transformer les intégrales sur les volumes de contrôle, nous utilisons le théorème de la divergence :

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot \Psi dv = \int_{\Gamma} \Psi \cdot n_p dS \quad (3.14)$$

L'approximation Volume Finis consiste à estimer les flux dans la direction normale aux faces des volumes de contrôle $V_{c,i,j}$ afin de satisfaire la loi de conservation. Pour caractériser les bilans de matière à travers chaque surface $\Gamma_{c,i,j}$, on définit des pas d'espace h_x, h_y et h_z respectivement dans les directions x,y,z

Pour simplifier l'écriture, les flux sont approximés en 2D et sur un maillage à pas constant h_0 . Si on explicite les intégrales de surface pour chacune des composantes et pour chaque volume de contrôle, nous obtenons les relations locales suivantes :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{u_x^{n+1} - u_x^n}{\Delta t} V_{c,i,j} + u_x^n h_0 [u_x^{n+1}]_{\Gamma_{c,i}} + u_y^n h_0 [u_x^{n+1}]_{\Gamma_{c,j}} \right) - \frac{h_0}{\rho} \left([\mu \frac{\partial u_x^{n+1}}{\partial x}]_{\Gamma_{c,i}} + [\mu \frac{\partial u_x^{n+1}}{\partial y}]_{\Gamma_{c,j}} \right) \\ & - \frac{r' h_0}{\rho} \left([\frac{\partial u_x^{n+1}}{\partial x}]_{\Gamma_{c,i}} + [\frac{\partial u_y^{n+1}}{\partial y}]_{\Gamma_{c,j}} \right) = - \frac{h_0}{\rho} [p^n]_{\Gamma_{c,i}} + \int_{V_{c,i,j}} F_V dv \end{aligned} \quad (3.15)$$

FIGURE 3.1 – Volume de contrôle de discrétisation Volumes Finis pour la composante u_x

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{u_y^{n+1} - u_y^n}{\Delta t} V_{c,i,j} + u_x^n h_0 [u_y^{n+1}]_{\Gamma_{c,i}} + u_y^n h_0 [u_y^{n+1}]_{\Gamma_{c,j}} \right) - \frac{h_0}{\rho} \left(\left[\mu \frac{\partial u_y^{n+1}}{\partial y} \right]_{\Gamma_{c,i}} + \left[\mu \frac{\partial u_y^{n+1}}{\partial y} \right]_{\Gamma_{c,j}} \right) \\
 & - \frac{r' h_0}{\rho} \left(\left[\frac{\partial u_x^{n+1}}{\partial x} \right]_{\Gamma_{c,i}} + \left[\frac{\partial u_y^{n+1}}{\partial y} \right]_{\Gamma_{c,j}} \right) = - \frac{h_0}{\rho} [p^n]_{\Gamma_{c,j}} + g V_{c,i,j} + \int_{V_{c,i,j}} F_V dv
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

$$(p^{n+1} - p^n) V_{c,i,j} + \frac{r}{\Delta t} h_0 ([u_x^{n+1}]_{\Gamma_{c,i}} + [u_y^{n+1}]_{\Gamma_{c,j}}) = 0 \tag{3.17}$$

L'estimation des bilans $[\Psi^{n+1}]_{\Gamma_{c,i}}$ ou $[\Psi^{n+1}]_{\Gamma_{c,j}}$ peut être décrite de manière générale par des différences entre les quantités qui agissent sur les faces de chaque volume de contrôle :

$$\Psi_{\Gamma_{c,i}}^{n+1} = \Psi_{i+1/2,j}^{n+1} - \Psi_{i-1/2,j}^{n+1} \tag{3.18}$$

$$\Psi_{\Gamma_{c,j}}^{n+1} = \Psi_{i,j+1/2}^{n+1} - \Psi_{i,j-1/2}^{n+1} \tag{3.19}$$

Selon l'équation de continuité et le principe fondamental de la dynamique, l'expression 3.19 traduit la conservation des flux à travers les faces des volumes de contrôle. Tout excédent positif sur une face est forcément compensé par un déficit sur une autre face. Nous choisissons finalement un schéma de discrétisation pour $\Psi_{i+1/2,j}^{n+1}$ (centré, upwind, hybride) afin d'approximer complètement le flux.

3.2 Méthodes de capture d'interface

3.2.1 VOF-PLIC

L'approche VOF est une démarche de représentation du milieu diphasique qui s'appuie sur la résolution de l'équation d'advection. En fonction de la distribution de la fonction phase C , l'interface est considérée comme une discontinuité de cette fonction, $C = 0.5$. Les équations de Navier-Stokes (2.7) fournissent le champ de vitesse, qui permet de mettre à jour la nouvelle distribution de la fonction C , calculée par l'équation d'advection (2.9). On peut discrétiser directement (2.9) avec un schéma d'ordre élevé de type Lax-Wendroff, ce qui permet une détermination de l'interface avec une diffusion de la fonction de phase sur peu de mailles, mais favorise les oscillations numériques dues aux discontinuités importantes de propriétés des deux fluides et la rupture du fluide (gouttes secondaires, fractionnement, etc ...). Il existe un autre schéma basé sur la détermination de la fonction de phase, dit TVD (Total Variation Diminishing) du second ordre. Une fois que C est déterminée par l'équation d'advection, elle est reconstruite par une loi linéaire dont la pente est calculée avec la fonction phase C^n à l'itération précédente. Ce schéma permet la reconstruction de l'interface de façon mathématique, mais la diffusion numérique de ce schéma est plus importante que dans le schéma VOF Lax-Wendroff. L'utilisation d'un schéma d'advection discrétisant directement (2.9) nécessite quelques précautions d'emploi liées à l'évolution de la surface libre. Hormis la diffusion numérique qui influence la précision de la description de l'interface, il convient de s'assurer que la surface libre ne possède pas des discontinuités et des échelles d'interface trop localisées spatialement. De ce fait, lors des simulations, il faut s'assurer que les plus petites gouttes soient discrétisées sur au moins 10 mailles pour que la courbure et la normale soient correctement calculées.

Méthode VOF-Piecewise Linear Interface Construction (VOF-PLIC) :

Cette méthode de reconstruction d'interface est introduite par les travaux de Youngs [117] et de Zaleski [119], et a été implémentée et validée dans le code Thétis [9]. Elle s'effectue en plusieurs étapes : dans un premier temps le vecteur de la normale extérieure à l'interface est calculé $\mathbf{n} = \nabla C$, puis le positionnement du plan (en 3D) ou de la droite (en 2D) interfaciale est réalisé en fonction de la valeur de la fonction phase afin de conserver le volume local. Ensuite, avec l'interpolation de chaque composante du champ de vitesse de la grille décalée dans l'équation d'advection, l'interface est approximée. Le déplacement de l'interface est effectué de façon fractionnaire dans chaque direction de l'espace, il est limité à une demi-

maille en imposant un critère de $CFL = \frac{|u|\Delta t}{\Delta x} < 0.5$. Tant que le critère n'est pas satisfait, l'advection de l'interface s'effectue sur plusieurs itérations. Enfin la nouvelle fonction de phase est calculée par projection des volumes définis par les droites ou les plans sur les mailles voisines. L'avantage majeur de cette méthode est l'absence de diffusion numérique puisque l'étape d'advection est réalisée à l'échelle de la maille de manière lagrangienne. Néanmoins, cette méthode a tendance à favoriser le fractionnement de l'interface quand les effets capillaires sont présents ou quand les structures interfaciales sont fines.

3.2.2 Smooth VOF

La précision des effets capillaires est essentiellement due à la précision de calcul de la courbure. Ainsi plusieurs méthodes VOF sont développées pour générer des étalements artificiels de l'interface et de la diffusion [65, 66, 85, 86, 94, 53] quand les longueurs caractéristiques de l'interface sont comparables à l'échelle de la maille. A partir de cette méthode, une fonction est construite, représentant le lissage de la fonction VOF C , appelée C^S (Smooth-VOF, SVOF). Elle est utilisée seulement pour le calcul de la courbure mais elle ne remplace pas directement la fonction C , dans le but de garder les propriétés de conservation de masse par l'algorithme numérique PLIC [117]. La fonction SVOF doit conserver la position de l'interface. Ainsi à la position M si $C(M) = 0.5$ est vérifiée [83], [15], alors dans les mêmes cellules, nous devons avoir $C^S(M) = 0.5$.

La paramétrisation de l'équation SVOF a été réalisée par analogie avec l'équation de diffusion instationnaire pour un transfert de concentration scalaire :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \cdot a \nabla \xi = 0 \quad (3.20)$$

Où ξ est la concentration scalaire et a le coefficient de diffusion. La longueur de diffusion δ est égale à $\sqrt{a\tau}$. Par simplification, nous choisissons $a = 1$, il a été démontré [83] que l'échelle de temps caractéristique de diffusion τ est égale à δ^2 . Dans la zone où C est constant, la condition $C^S = C$ doit être vérifiée. ξ est discrétisée en temps ; n étant l'indice temporel correspondant au temps $n\Delta t$ et Δt est le pas de temps numérique :

$$\nabla \cdot \tau \nabla \xi^{n+1} + \xi^{n+1} = \xi^n \quad (3.21)$$

Si l'équation (3.21) est résolue à l'itération N avec $1 \leq n \leq N - 1$ et $N\Delta t = \tau$, alors la longueur de diffusion est égale à δ et $\xi = C$ loin de la zone diffusion (zone où $\nabla C = 0$).

Dans le même raisonnement que précédemment, la méthode SVOF consiste à construire une

fonction VOF lissée en résolvant une équation de Helmholtz (3.21) avec un terme source initialement égal à la fonction VOF non lissée :

$$-\nabla \cdot D \nabla C^S + C^{S,n+1} = C^{S,n} \quad (3.22)$$

Où le coefficient de diffusion D est égal à $L_i \Delta h^2$. Ce paramètre est fixé dans le but d'assurer que la fonction SVOF s'étale sur une distance L_i de chaque côté de l'interface $C = 0.5$. Le coefficient Δh est le pas d'espace dans le domaine de calcul. Ainsi l'équation (3.22) est implicitement discrétisée par les volumes finis et résolue avec un schéma centré afin qu'elle soit consistante avec les approximations de l'équation de Navier-Stokes. Le système linéaire est résolu par un solveur direct MUMPS [34] en 2D et BICG STAB II + ILU [108] en 3D. En définissant τ^* comme $\frac{L_i \Delta h^2}{N}$, l'algorithme pour obtenir C^S est :

$$C^{S,1} = C \quad (3.23)$$

$$\text{For } k = 1..N - 1, \text{ solve} \quad (3.24)$$

$$-\nabla \cdot \tau^* \nabla C^{S,k+1} + C^{S,k+1} = C^{S,k} \quad (3.25)$$

Après la résolution de l'algorithme (3.23 – 3.25), $C^S = C^{S,k+1} = C^{S,N}$. Un exemple de la fonction SVOF est obtenu sur une grille à pas constant, comme illustrée sur la figure 3.2. Cette figure compare les fonction VOF (C en noir) et SVOF (C^S en rouge) où il est montré $C^S = 0.5$, qui est le lissage de $C = 0.5$, ainsi que la zone de diffusion de C^S autour de l'interface qui est contrôlée.

Il faut une résolution suffisamment fine en proche paroi pour représenter correctement les effets capillaires. Un maillage trop grossier apporte un fort étalement du modèle SVOF et une mauvaise interprétation du contact entre la paroi et la goutte. La figure (3.3) présente l'influence du paramètre d'étalement D sur la ligne de contact. Un étalement trop important modifie le comportement de la ligne de contact pouvant influencer sur les effets capillaires, nous utiliserons l'étalement sur 1 maille afin de ne pas perturber la déformation de l'interface.

3.2.3 level-set

Avec les méthodes VOF, les méthodes level-set sont les plus utilisées pour le traitement eulérien du suivi des interfaces. L'interface Γ est représentée par le zéro d'une fonction ϕ [40], [81]. Chaque point du maillage eulérien à tout instant, connaît sa distance à l'interface ϕ et la phase à laquelle il appartient. La fonction level-set est la distance signée à l'interface. L'isocontour nul représente l'interface, la level-set associée à ce point est donnée en

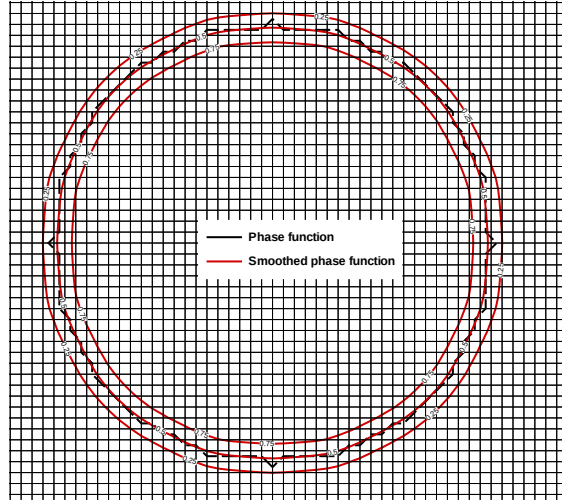


FIGURE 3.2 – Initialisation of a circular phase function - Comparison of VOF function C , and Smoothed VOF function C^S obtained with $D = 1$.

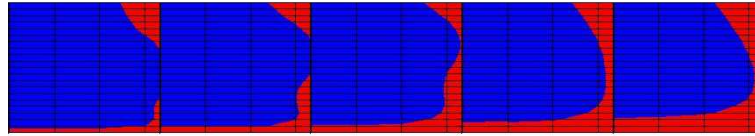


FIGURE 3.3 – variation de la ligne de contact en fonction du paramètre d'étalement de la méthode SVOF

déterminant la ligne de niveau $\phi = 0$. Les lignes de niveau sont comme des lignes de courant toutes parallèles entre elles, ainsi la level-set est unique en un point. Un point situé sur l'iso-surface $\phi = \phi_0$ le reste au cours du temps. De ce fait, $\frac{d\phi}{dt} = 0$ et l'équation aux dérivées partielles $\frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\phi = 0$ est satisfaite. Cette équation est une équation hyperbolique du premier ordre. Contrairement aux méthodes VOF, il n'y a pas d'étape de reconstruction géométrique, ce qui fait la simplicité de la level-set, mais la masse n'est pas conservée à cause des schéma de discrétisation. Des étapes de "redistanciation" sont nécessaires pour assurer les propriétés de ϕ (distance signée, conservation du volume). Des avancées récentes [78], [24]

ont permis de réduire ce défaut mais ce problème persiste en particulier dans le cas de saut élevé de masse volumique par exemple pour les interfaces gaz/liquide.

3.2.4 Analyse de la courbure sur une interface fixe

Dans cette partie de thèse, nous analysons la courbure en fonction des différentes méthodes présentées. Les méthodes sont testées sur des cas statiques (figure 3.4) mettant en jeu un cercle ou une géométrie complexe afin de déterminer l'approche numérique la plus précise pour le calcul de la courbure d'interface.

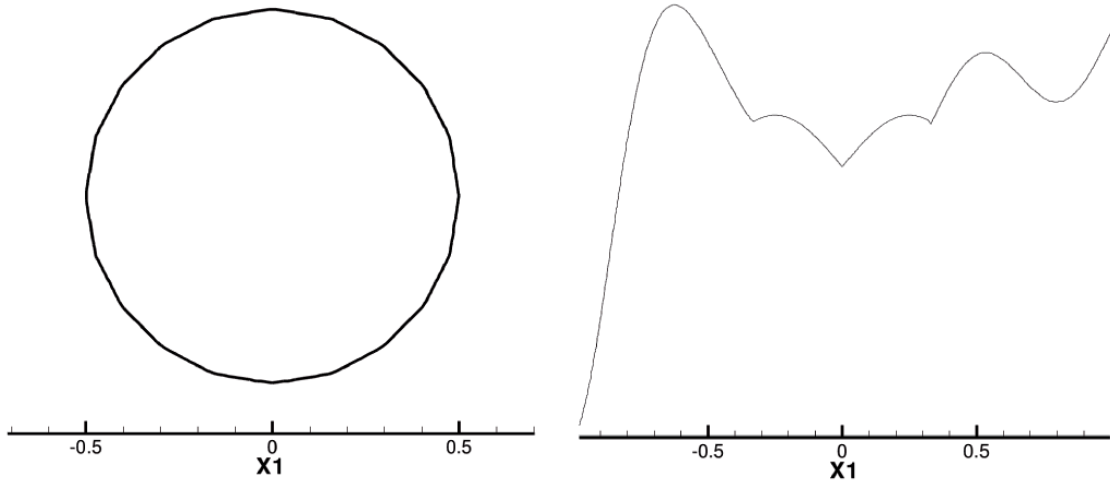


FIGURE 3.4 – Présentation des géométries étudiées pour le calcul de la courbure, à gauche : un cercle avec une courbure constante de 1 m^{-1} et à droite : une géométrie complexe avec une courbure variable et trois singularités en $x = -\frac{1}{3}$; $x = 0$; $x = \frac{1}{3}$.

Dans une approche eulérienne [57],[60],[63],[106],[68], le calcul de la courbure κ s'effectue de la manière suivante :

$$\kappa = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \right) \quad (3.26)$$

Avec la formule 3.26, la courbure κ est évaluée au centre des mailles (i,j). En général l'interface ne passe pas exactement au centre des mailles et donc, une extrapolation est nécessaire pour exprimer la courbure sur l'interface. Une méthode bien adaptée pour les formulations VOF est présentée pour déterminer l'exacte position, cela consiste à un raffinement

de maille dans le domaine. L'approximation de la courbure par la force de surface continue (CSF) est incomplète dans sa forme discrète créant des courants parasites qui détruisent l'interface pour des faibles nombre d'Onhesorge [105]. Une solution est proposé par Vincent [106] en utilisant une approximation du Hessien pour redistribuer la tension de surface sur un maillage dual secondaire. Le calcul de la courbure est basé sur la géométrie différentielle de la surface et la discrétisation s'effectue sur une grille duale [105]. Par cette méthode, la courbure est calculée selon les équations suivantes :

$$\kappa = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (3.27)$$

$$R_i = \frac{\|\mathbf{n}_i\|}{Hes(t_i, t_i)} \quad (3.28)$$

$$Hes = \mathbf{t}_i^T \mathbf{H} \mathbf{t}_i \quad (3.29)$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2 C}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 C}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial z} & \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

où t_1 et t_2 sont les tangentes locales de l'interface avec $\mathbf{t}_1 \cdot \mathbf{n}_i = 0$ et $\mathbf{t}_2 \cdot \mathbf{n}_i = 0$. Ici f est la fonction couleur.

D'un point vue lagrangien [102],[105],[97], la courbure peut être connue localement sur l'interface grâce à des marqueurs. L'interpolation par spline fournit pour chaque marqueur une estimation de la courbure locale. La courbure est obtenue par les vecteurs des dérivées secondes par l'équation suivante :

$$\kappa_j = \sqrt{x_j''^2 + y_j''^2} \quad (3.31)$$

où κ_j désigne la courbure à la position M_j de coordonnées x_j et y_j . Ici, aucune extrapolation n'est nécessaire, ce qui augmente l'ordre de précision de la méthode. Sur la figure 3.5, nous étudions le calcul de la courbure brute sans technique de lissage sur la géométrie complexe et nous constatons que les erreurs sur la courbure sont importantes. Ainsi, dans la suite de cette étude, nous mettrons en avant les besoins du lissage de l'interface pour diminuer les erreurs. Nous comparons toutes les méthodes présentées dans le tableau 3.1 sur deux cas : le premier concerne un cercle et le deuxième est une géométrie complexe définie dans un

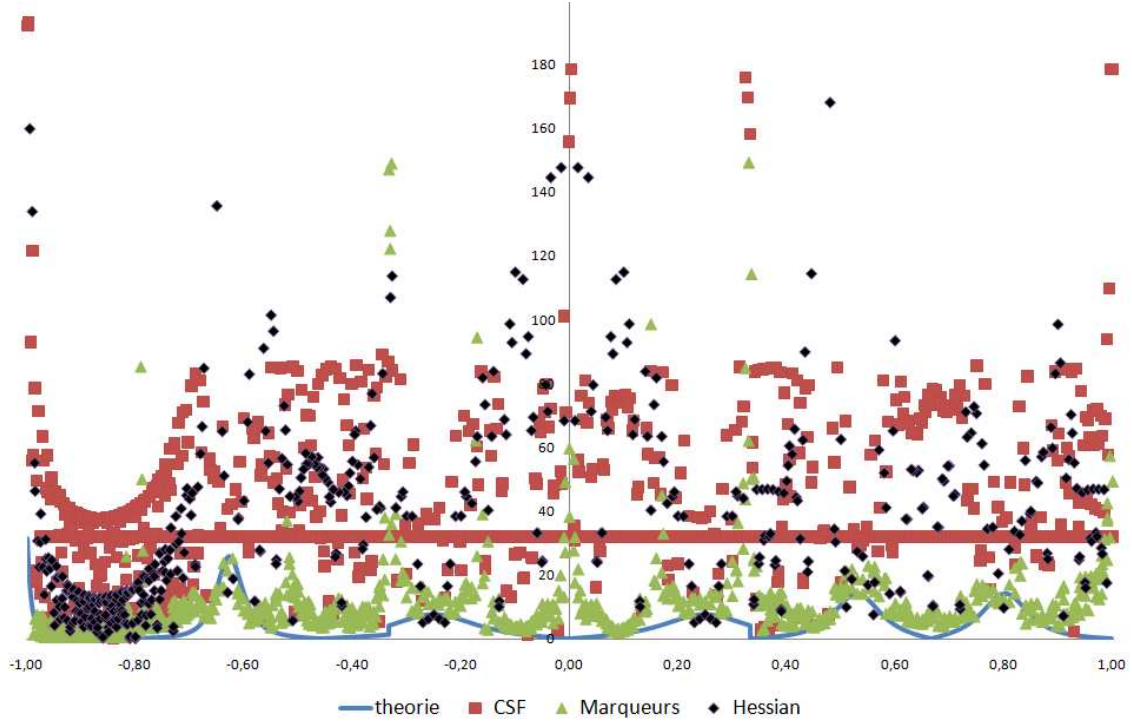


FIGURE 3.5 – Présentation de la courbure sur le cas de la géométrie complexe sans méthode de lissage

domaine carré $[-1, 1]^2$ avec un maillage 128^2 par les équations suivantes :

$$f(x) = -x \cdot \sin\left(\frac{3\pi}{2}x^2\right); -1 < x < \frac{-1}{3} \quad (3.32)$$

$$f(x) = \frac{\sqrt{3}}{9} |\sin(2\pi x)|; \frac{-1}{3} < x < \frac{1}{3} \quad (3.33)$$

$$f(x) = \frac{x}{2} - \frac{1}{6} \sin(3\pi x); \frac{1}{3} < x < 1 \quad (3.34)$$

Il y a trois points singuliers remarquables sur cette géométrie : $x = \frac{-1}{3}$; $x = 0$; $x = \frac{1}{3}$ où on observe des points anguleux. En ces points, la courbure est localement infinie. Toutes les figures représentent la courbure $|\kappa|$ en fonction de x . Concernant l'étude du cercle de rayon de courbure de 1, la figure 3.6 montre que la méthode eulérienne CSF classique est loin de la solution théorique, la courbure moyenne est de 30 quelque soit le nombre d'itération du lissage. Par contre cette méthode couplée à la technique de lissage SVOF tend vers la solution théorique mais l'erreur reste importante. La méthode du Hessian avec la grille duale et la méthode lagrangienne donnent un bon résultat de la courbure. Sur la figure 3.7,

Méthodes	sans lissage	lissage [60]	SVOF
CSF	X	X	X
Hessian	X		X
Marqueurs à l'interface	X		X

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des calculs de courbure effectués sur un cercle et une géométrie complexe

nous nous focalisons uniquement sur ces deux dernières méthodes et nous constatons que l'erreur est environ de 50 % avec des sauts lorsque l'interface possède un angle de 45° dans le volume de contrôle. Par conséquent, on en conclue pour un cercle que les techniques à utiliser pour calculer une courbure avec un minimum d'erreur sont le Hessian et les marqueurs à l'interface couplées avec la méthode de lissage SVOF. Maintenant, nous analysons la courbure sur une géométrie complexe. Sur la figure 3.8, la courbure calculée par la méthode CSF est représentée montrant que cette méthode eulérienne ne transmet pas la bonne informations sur le changement de courbure. De ce fait, nous testons cette méthode CSF couplée avec SVOF et pour différentes épaisseurs de diffusion de SVOF. Nous constatons que la variation de la courbure est bien représentée mais l'erreur reste élevée, l'épaisseur de diffusion de 2 mailles de chaque coté de l'interface est la plus adaptée. Ainsi, nous choisirons ce paramètre pour les futurs calculs de courbure. Avec la méthode du Hessian couplée avec le SVOF, la courbure est correctement calculée sur la figure 3.10, le nombre de maille de diffusion du SVOF joue peu de rôle mais le lissage d'interface est nécessaire. Enfin, la méthode lagrangienne calcule la courbure (figure 3.11) précisément. Par conséquent, nous avons étudié différentes techniques VOF et lagrangiennes pour calculer la courbure à l'interface. Concernant la technique de la level-set, l'étude est menée sur la géométrie complexe (équations 3.34) dans la thèse de Pierre Trontin [102] avec une méthode de level-set couplée à des particules à l'interface, montrant que la courbure est bien calculée avec moins d'erreur que nos techniques VOF grâce à l'utilisation d'une forte concentration de particules sur l'interface. Dans nos études sur la courbure avec des méthodes adaptées à VOF-PLIC, nous montrons que les techniques des marqueurs à l'interface et du Hessian sur une grille duale sont fortement conseillées par rapport à la CSF, cependant ces techniques plus performantes ne sont pas encore développées

pour le modèle de la ligne triple et le modèle de la mouillabilité, c'est pourquoi nous ferons le reste des études en CSF+SVOF même si elles sont moins précises.

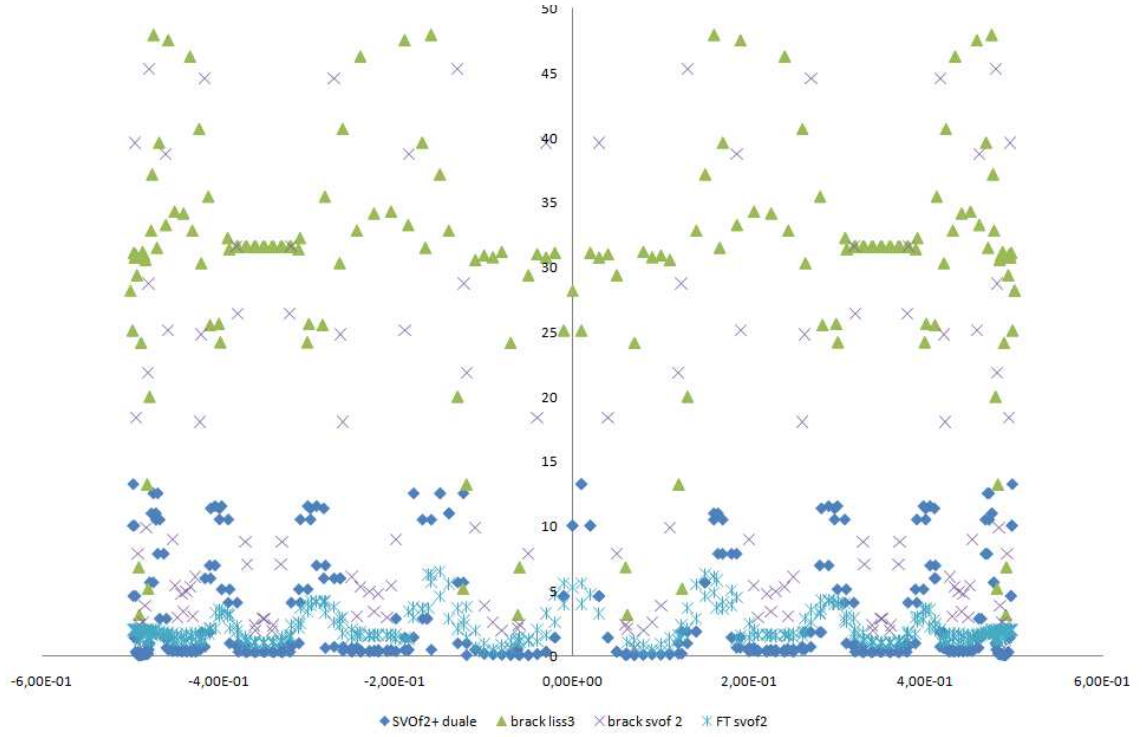


FIGURE 3.6 – Etude de la courbure avec les méthodes présentées sur un cercle de courbure 1 m^{-1}

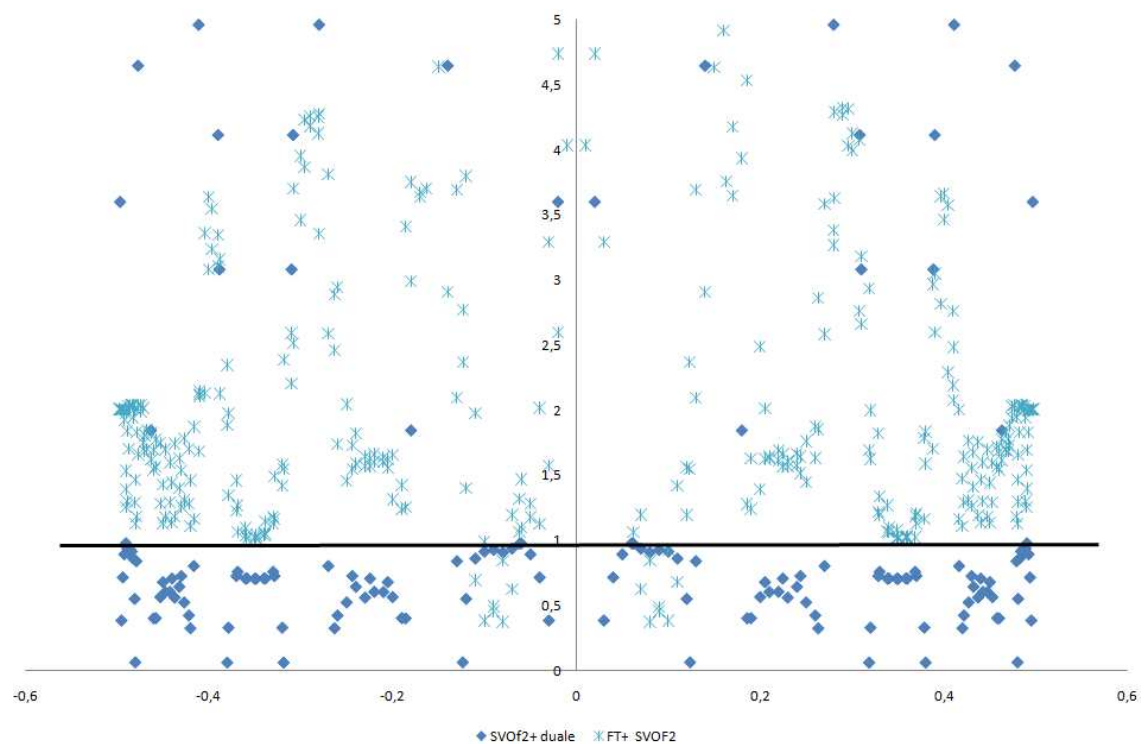


FIGURE 3.7 – Présentation de la courbure pour un cercle avec les méthodes Hessian+SVOF sur grille duale et les marqueurs à l'interface + SVOF, l'épaisseur de maille est de 2 mailles de chaque côté de l'interface pour la fonction lissage SVOF

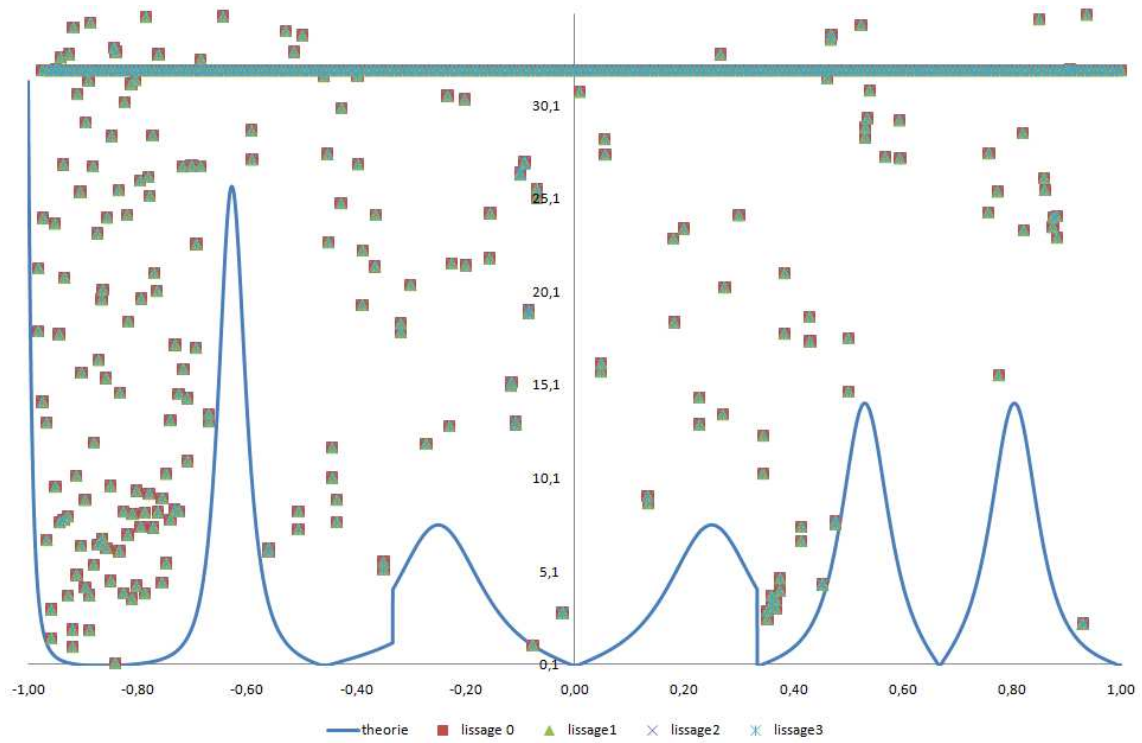


FIGURE 3.8 – Présentation de la courbure avec la méthode CSF sur le cas 3.34

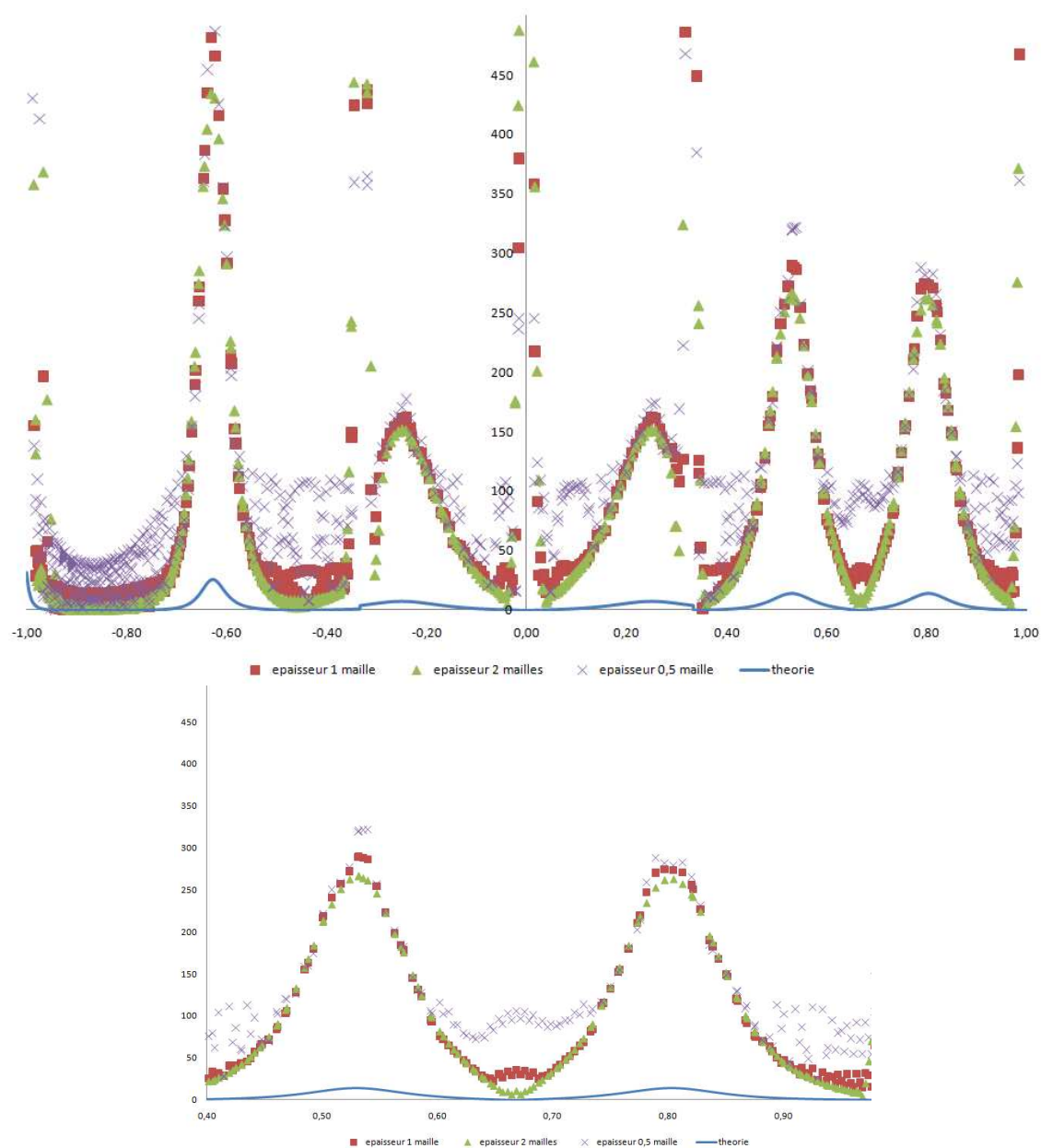


FIGURE 3.9 – Présentation de la courbure sur le cas 3.34 avec la méthode CSF + SVOF. La figure du haut présente l'ensemble de la courbure, la figure du bas est un zoom sur la variation de la courbure montrant l'influence de l'épaisseur de diffusion du SVOF,

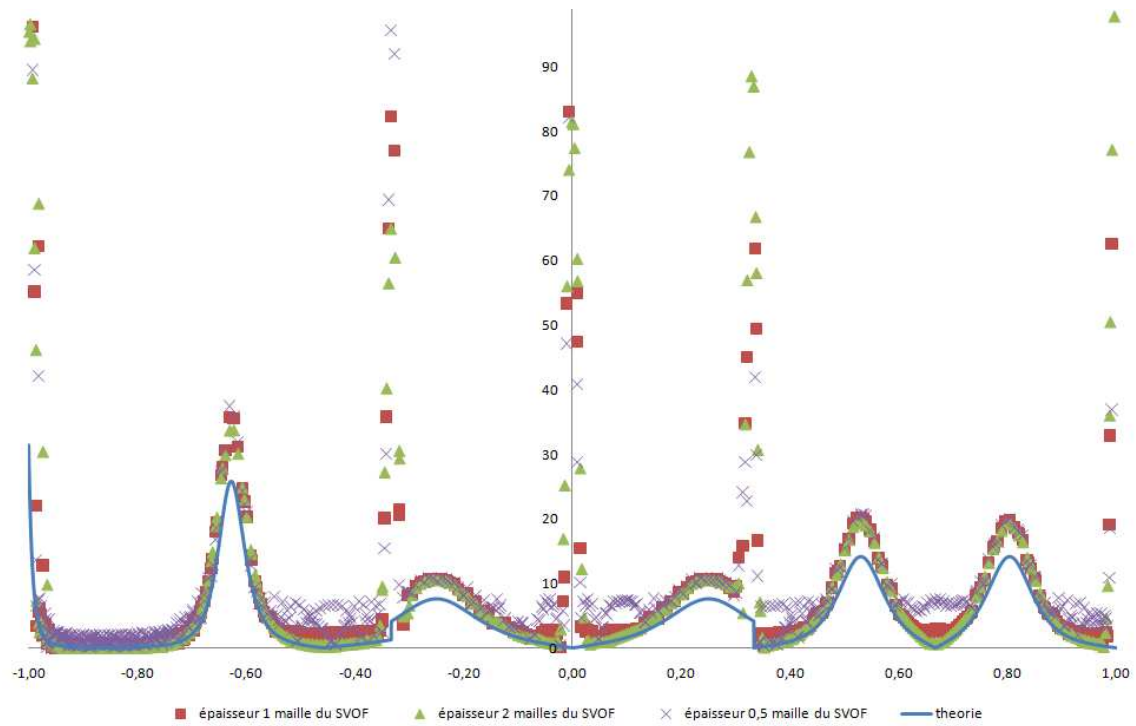


FIGURE 3.10 – Présentation de la courbure calculée par le Hessian avec grille duale + SVOF sur le cas 3.34

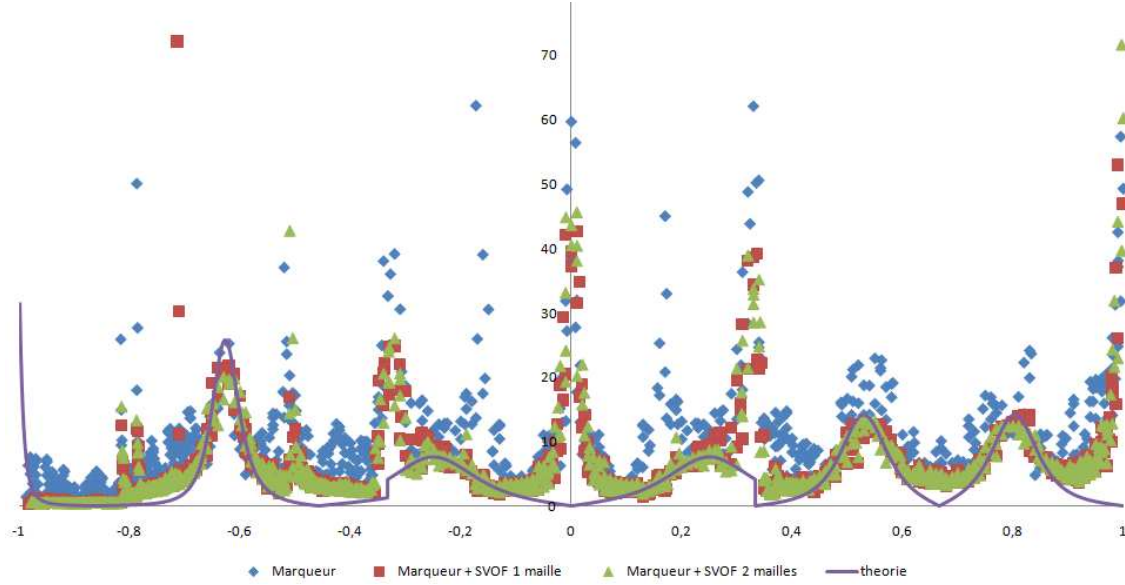


FIGURE 3.11 – Présentation de la courbure calculée par la méthode lagrangienne (les marqueurs à l'interface) + SVOF sur le cas 3.34

3.3 Méthode de pénalisation

Nous travaillons en volume finis sur un maillage structuré fixe. Ainsi la représentation d'objets de géométrie complexe est difficile. Le couplage fluide-structure est délicat dans les codes CFD, le laboratoire TREFLE développe la technique de pénalisation pour prendre en compte les obstacles. L'idée vient du travail dans les milieux poreux pour modéliser la porosité par Arquis et Caltagirone [3] qui est ensuite généralisée pour les domaines fictifs par Angot [1], [59]. Cette méthode sera vérifiée mathématiquement par Angot, Bruneau et Fabrie [2]. La technique de pénalisation B est définie dans l'équation de mouvement de la manière suivante :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u})] + \mathbf{F}_V + \beta (u - u_l) \quad (3.35)$$

L'avantage de cette méthode est dans la conservation du schéma de discrétisation et donc facile à implémenter dans le code CFD contrairement aux autres méthodes Ghost Fluid [?] et cut cell [103].

Le principal problème de ces méthodes de pénalisation est qu'elles imposent une contrainte de pénalisation constante sur un volume de contrôle entier, provoquant ainsi un phénomène

de rasterisation de l'interface. Cet effet en marche d'escaliers induit une convergence de l'erreur spatiale au premier ordre seulement. La méthode de pénalisation de sous maille ([92]) permet d'améliorer la convergence de l'erreur en affinant la contrainte de pénalisation. Le principe de la méthode est de remplacer le terme de pénalisation $\beta(u - u_l)$ par $\beta(\sum \alpha_k u_k - u_l)$. Ce nouveau terme est une combinaison linéaire des solutions discrètes autour de l'interface. Il est construit par le biais de polynômes d'interpolations et en prenant en compte la position précise de l'interface. Ainsi, la condition d'interface est imposée à l'interface exactement plutôt que dans le volume de contrôle entier. L'utilisation de polynômes linéaires permet d'obtenir un ordre 2 de convergence en espace [91].

3.4 Speed up

Thétis existe en version séquentielle et parallèle. Pour cette dernière version, une approche distribuée a été adoptée, répartissant les efforts de mémoire et de calcul sur les processeurs disponibles. Thétis est couplé à la librairie MUMPS pour la résolution des systèmes linéaires par une méthode directe, et avec la librairie Hypre pour les solveurs itératifs préconditionnés.

Les figures 3.12 montrent les accélérations obtenues pour les simulations d'un écoulement diphasique (eau-air) de 2D (1 et 10 millions de points) et d'un écoulement triphasique (eau-air-huile) 3D (22 millions de points), avec Hypre, sur le supercalculateur SGI du CINES (jade). Ces courbes montrent la limite du code, jusqu'à 256 processeurs le speed up est de 1 donc les simulations sont réalisées plus rapidement en fonction du nombre de processeur par contre au delà de 256 processeurs, les calculs sont dégradés par le taux d'échange entre chaque processeur. Il est confortable d'utiliser plusieurs processeurs pour résoudre des cas complexes en simulation numérique directe mais les limites arrivent vite en terme de performance technologique. La manière de programmer le code CFD (stockage de tableau, résolution de matrice) et d'optimiser les informations entre chaque zone résolue par un processeur sont primordiales pour réaliser un calcul parallèle avec un nombre de processeur important (> 512). Ce travail de speed up est essentiel pour connaître le comportement du code de calcul sur plusieurs processeurs. Les études avec des calculs parallèles sont récentes et il existe peu de données au laboratoire sur l'optimisation des calculs parallèles. De ce fait, nous avons calibré les méthodes de résolutions et les suivis d'interface pour mener à bien les études paramétriques sur le Plate Out et les écoulements macroscopiques.

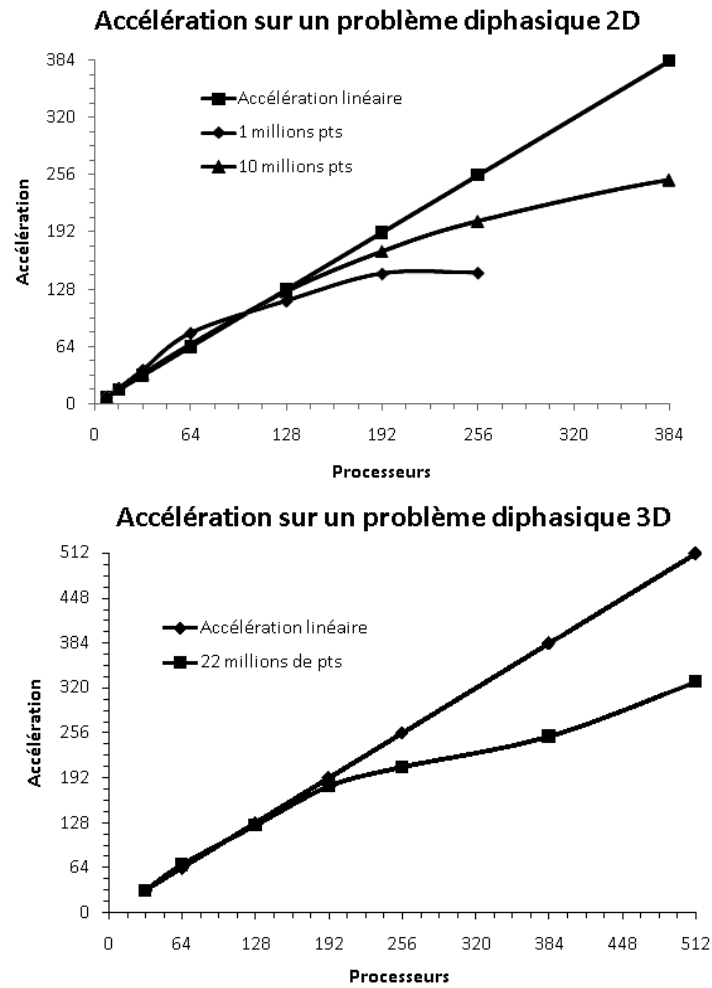


FIGURE 3.12 – Etude du speed up pour le cas d’un impact de goutte d’émulsion avec la méthode du lagrangien augmenté.

3.5 Validation

3.5.1 Le cas d’une lentille flottante [30]

Afin d’expliquer et de valider le mécanisme de la ligne triple, le cas de la lentille flottante est étudié (figure 3.13) qui met en jeu trois fluides non miscibles. Les fluides A et B sont des liquides et le fluide C est un gaz.

L’épaisseur (e) est l’épaisseur totale de la lentille et l’épaisseur (e') est l’épaisseur de

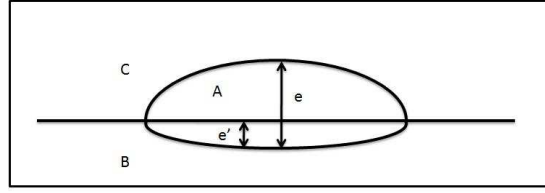


FIGURE 3.13 – ligne triple

lentille immergée. Nous considérons maintenant que les masses volumiques prises en compte sont essentiellement les masses volumiques des liquides ρ_A et ρ_B et la masse volumique du gaz ρ_C est négligeable.

En fonction de trois coefficients de tensions superficielles $\gamma_A, \gamma_B, \gamma_{AB}$, le paramètre S d'étalement de A sur B est déterminé de la façon suivante :

$$S = \gamma_B - (\gamma_A + \gamma_{AB}) \quad (3.36)$$

Si S est positif alors le mouillage est total, ainsi le fluide A s'étale complètement sur le fluide B .

Si S est négatif alors le mouillage est partiel, ainsi le fluide A forme une lentille sur le fluide B .

Dans le cas d'une grande lentille flottante, celle-ci déforme la surface du substrat liquide sous l'effet de la gravité.

Il faut pour cela inclure les déformations qu'elle provoque autour d'elle. La compétition entre l'énergie superficielle et l'énergie gravitationnelle fait intervenir trois longueurs capillaires :

$$\frac{1}{\kappa_A} = \sqrt{\frac{\gamma_A}{\rho_A g}} \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{\kappa_B} = \sqrt{\frac{\gamma_B}{\rho_B g}} \quad (3.38)$$

$$\frac{1}{\kappa_{AB}} = \sqrt{\frac{\gamma_{AB}}{(\rho_B - \rho_A)g}} \quad (3.39)$$

La goutte assimilée à une lentille est aplatie par la gravité, son épaisseur finale e_f est

alors calculée par un équilibre des forces ou en minimisant l'énergie. Elle s'écrit en fonction de l'épaisseur e et de la profondeur immergée e' .

$$F(e) = \left[\frac{1}{2} \rho_A g (e - e')^2 + \frac{1}{2} (\rho_B - \rho_A) g e'^2 - S \right] \frac{V}{e} \quad (3.40)$$

Où V est le volume de la lentille.

L'enfoncement de la lentille est tel que la poussée d'Archimède équilibre le poids de la goutte. Ainsi les épaisseurs e' et e sont reliées par l'égalité des pressions hydrostatiques de part et d'autre de l'interface liquide/liquide supposée plane :

$$\rho_A g e = \rho_B g e' \quad (3.41)$$

Si $\rho_A \sim \rho_B$, la lentille est immergée comme un iceberg sinon elle est émergée pour $\rho_A \ll \rho_B$. En supprimant e' puis minimisant $F(e)$ à volume constant et en utilisant $\tilde{\rho} = \frac{\rho_A}{\rho_B} (\rho_B - \rho_A)$, l'équation devient :

$$\frac{1}{2} \tilde{\rho} g e_f^2 = -S \quad (3.42)$$

Les figures (3.14) représentent la simulation 3D effectuée sur le cas d'une lentille. D'un point vue physique, la lentille présente deux parties, décrites dans la théorie de De Gennes [30] : l'une est émergée et l'autre est immergée. Les résultats sont présentés sur la figure 3.14 (le fluide C étant un gaz, il n'est pas représenté).

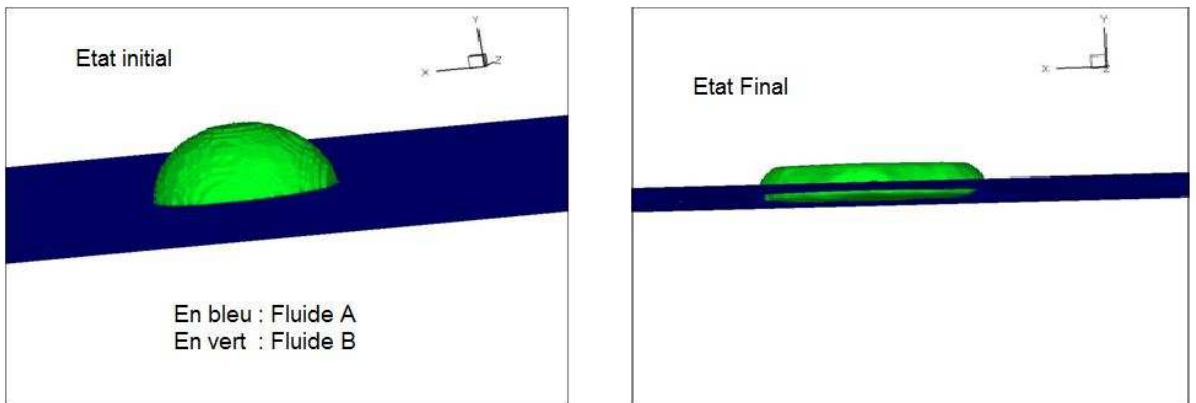


FIGURE 3.14 – simulation de l'équilibre d'une lentille sur un bain liquide ; à gauche $t= 0s$, à droite $t= 1s$ [49]

Le rapport entre e et e' selon la loi d'Archimède est calculé. La masse volumique pour le fluide A est 5000 kg.m^{-3} et celle pour le fluide B est 1000 kg.m^{-3} .

La convergence du calcul est présentée dans le tableau ci-dessous 3.2.

Maillage	solution $\frac{e'}{e}$	pas d'espace
Théorie	0.2	none
50x30x50	0.33	2.10^{-3}
100x60x100	0.27	1.10^{-3}
200x120x200	0.22	5.10^{-4}

TABLE 3.2 – Etude de la convergence de la ligne triple sur le cas d'une lentille

Pour valider la partie ligne triple, l'étude faite dans la thèse de Bonometti [6] sur le modèle de ligne triple a été reprise. La simulation de la ligne triple est validée dans le cas d'une lentille en équilibre sur un bain liquide.

Dans les deux simulations suivantes, l'importance de connaître la tension interfaciale entre les deux liquides sera montrée. Une goutte d'huile posée sur un bain d'eau sera étudiée en changeant la tension interfaciale entre les deux fluides (figure 3.15). Dans un cas, l'huile s'étale sur l'eau et dans l'autre, une lentille se forme (étalement partiel).

Les caractéristiques des simulations sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{tension superficielle fluide Huile-Air } \gamma_{12} : 0.032 \text{ } N.m^{-1} \\ \text{tension superficielle fluide Eau-Air } \gamma_{23} : 0.072 \text{ } N.m^{-1} \\ \text{tension superficielle fluide Eau-Huile } \gamma_{13} : 0.296 \text{ ou } 0.018 \text{ } N.m^{-1} \\ \text{diamètre de goutte initial } d : 0.04m \\ \text{pas de temps } dt : 0.5ms \\ \text{gravité } g : 9.81m.s^{-2} \end{array} \right.$$

Dans la simulation $S < 0$, le cas de la lentille à étalement partiel est vérifié puisque la simulation converge vers la solution analytique. Dans l'autre cas $S > 0$, la solution tend vers zéro pour un étalement total conformément à ce qui est attendu. Le modèle est validé pour trois fluides dans le même volume de contrôle, nous voulons maintenant valider le modèle pour les cas où le troisième fluide est une surface, soit la prise en compte des propriétés de mouillage des surfaces solides.

3.5.2 Etude statique d'une goutte sur une surface

Sur la figure 3.16, la fonction smooth VOF est représentée. Sur la première maille, dans ce cas $C_p = 0.3$. Le gradient de couleur varie du rouge ($C^S = 1$) au bleu ($C^S = 0$) et nous constatons que cet étalement se répartit sur la courbure, permettant ainsi de déterminer plus précisément les forces de tensions superficielles. Sur la figure 3.17, le coefficient de mouillabilité C_p vaut 0.8 sur la première maille. Ainsi, le gradient de C^S au voisinage de la paroi est réduit et donc la force de tension superficielle due au mouillage, s'opposant à l'étalement, diminue.

L'étude statique, s'effectuant en 2D, consiste à déposer une goutte circulaire sur la paroi dont l'angle initial est de 180° . En modifiant le coefficient de mouillabilité de la surface, nous regardons l'évolution de l'angle jusqu'à l'équilibre entre les tensions superficielles et la pression de Laplace. Cet équilibre est représenté sur la figure 3.20 au cours du temps.

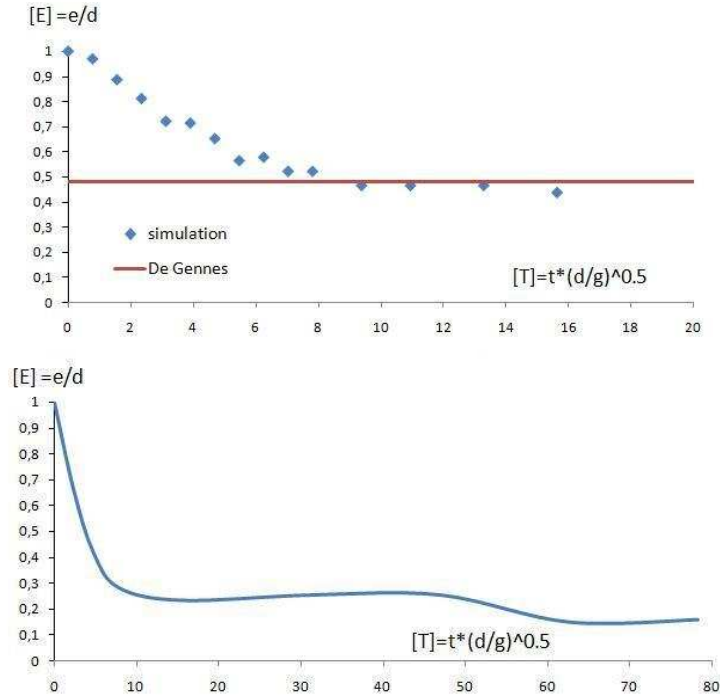


FIGURE 3.15 – Evolution temporelle de l'épaisseur d'une lentille d'huile sur de l'eau ; en haut $S < 0$ ($\gamma_{13} = 0.296 \text{ N.m}^{-1}$) ; en bas $S > 0$ ($\gamma_{13} = 0.148 \text{ N.m}^{-1}$) [49]

Nous constatons initialement que toutes les gouttes ont un angle de contact supérieur à 90° . Le volume est conservé mais la courbure est différente entre les cas non mouillant ($C_p = 0.1$), partiellement mouillant ($C_p = 0.5$) et mouillant ($C_p = 0.8$). Ensuite, cet angle évolue vers l'angle d'équilibre à partir de 100 ms, le fluide étudié est de l'huile de viscosité de 0.01 Pa.s et de masse volumique 900 Kg.m^{-3} .

3.5.3 Etude dynamique d'une goutte sur une surface

3.5.3.1 Impact sur une paroi horizontale

Afin de contrôler la validité du modèle de mouillabilité en configuration d'angle de contact dynamique, l'étude porte sur une plaque plane à la propriété mouillante ou non mouillante. Les travaux expérimentaux de Wang [110] sont menés sur une goutte d'eau impactant des surfaces mouillantes et non mouillantes pour un nombre de Reynolds de 1120 et un nombre de Weber de 8. Wang observe une variation d'angle au cours du temps allant de 40° à 20°

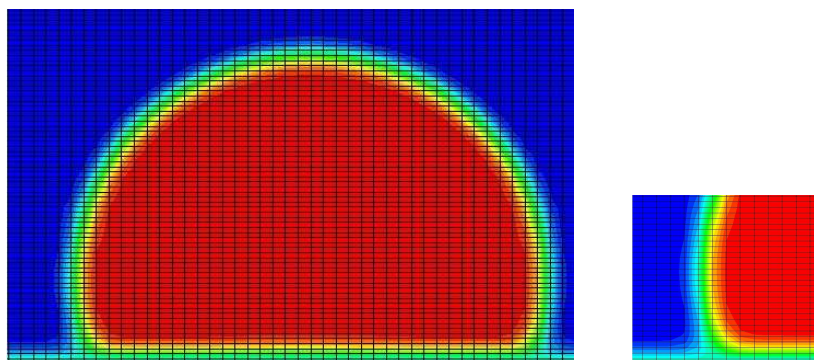


FIGURE 3.16 – Représentation d'un cas partiellement non mouillant à la paroi

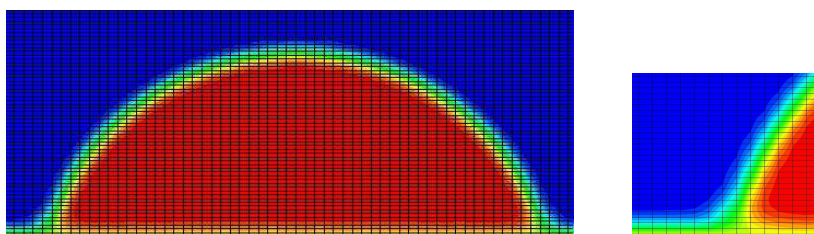
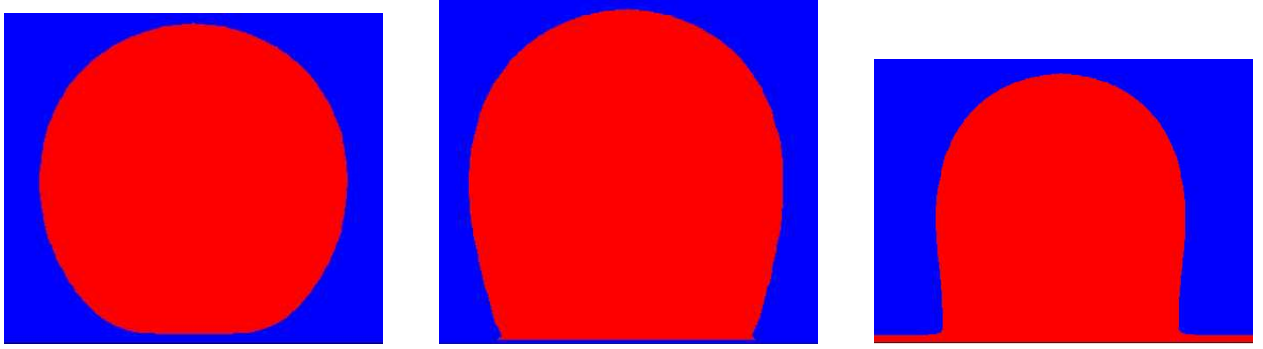
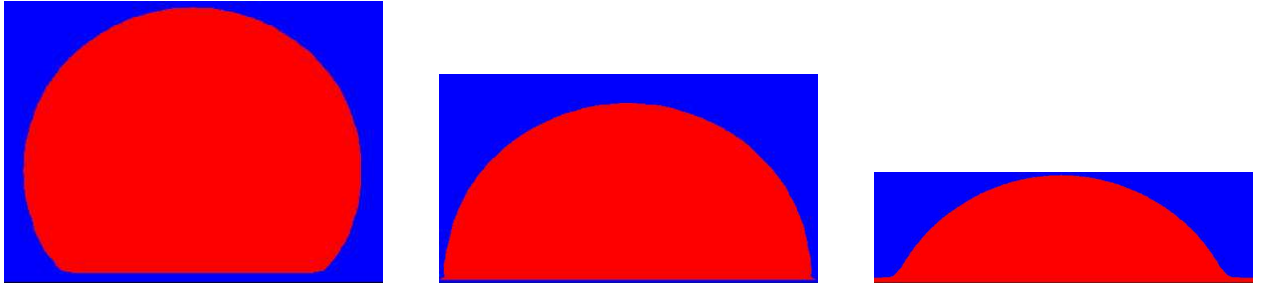
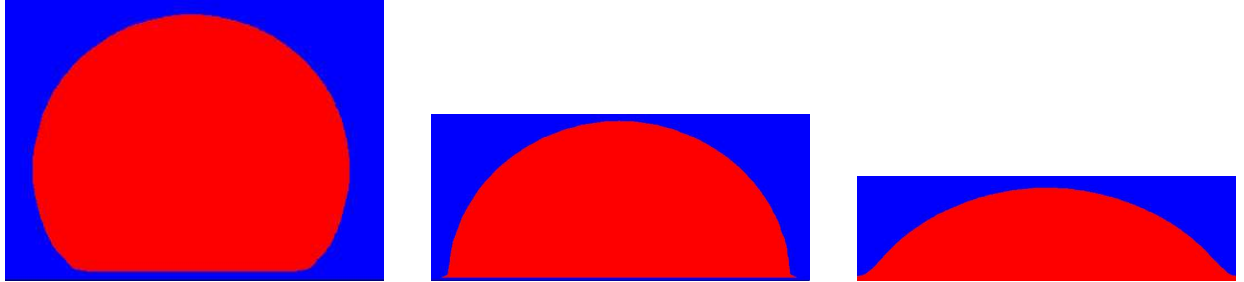


FIGURE 3.17 – Représentation d'un cas partiellement mouillant à la paroi

pour le cas mouillant et de 140° à 120° pour le cas non mouillant. Notre modèle représente explicitement un angle de contact statique, soit l'angle de contact à l'équilibre. De ce fait, pour l'étude d'une surface mouillante, l'angle imposé est de 30° et de 128° pour le cas non mouillant, correspondant chacun aux angles statiques de l'expérience. Le diamètre de goutte est de 2.15 mm et la vitesse d'impact de 0.514 m.s^{-1} . Le fluide étudié par Wang est l'eau de masse volumique de 1000 kg.m^{-3} et de viscosité dynamique de 0.001 Pa.s . Le coefficient de tension superficielle vaut 72 mN.m^{-1} . Les simulations sont effectuées en trois dimensions (x,y,z) de dimensions respectives $6d_p \times 1.5d_p \times 6d_p$ où d_p est le diamètre initial de la goutte. Le maillage est exponentiel $120 \times 80 \times 120$, le plus petit pas d'espace dans chaque direction est de $20 \text{ } \mu\text{m}$. Le pas de temps est de $4 \text{ } \mu\text{s}$.

Nous constatons, sur les figures 3.21, la bonne concordance entre la simulation et les points expérimentaux. La difficulté réside dans le cas non mouillant où la goutte s'étale sous l'effet inertiel donnant un angle de contact dit "d'avancée" et lorsque les forces de tensions superficielles sont équivalentes aux forces d'inertie alors la goutte voit l'effet de surface (non

FIGURE 3.18 – $t = 5$ ms, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$ FIGURE 3.19 – $t = 25$ ms, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$ FIGURE 3.20 – $t = 100$ ms, respectivement de gauche à droite $C_p = [0.1, 0.5, 0.8]$

mouillante). Ainsi une force de rappel, créée par les tensions de surface, ramène la goutte à son état d'origine provoquant un angle de contact dit "de recul". Le comportement de la goutte est bien représenté mais avec un décalage temporel pour le retour dû, à priori, au maillage.

Ainsi une étude de convergence à pas d'espace constant est effectuée (figure 3.22) sur le cas non mouillant de l'expérience de Wang. Nous constatons qu'il existe une convergence en espace des calculs numériques vers les données expérimentales.

Sur la figure (3.23), nous comparons l'effet du modèle sur l'impact d'une goutte d'eau dans

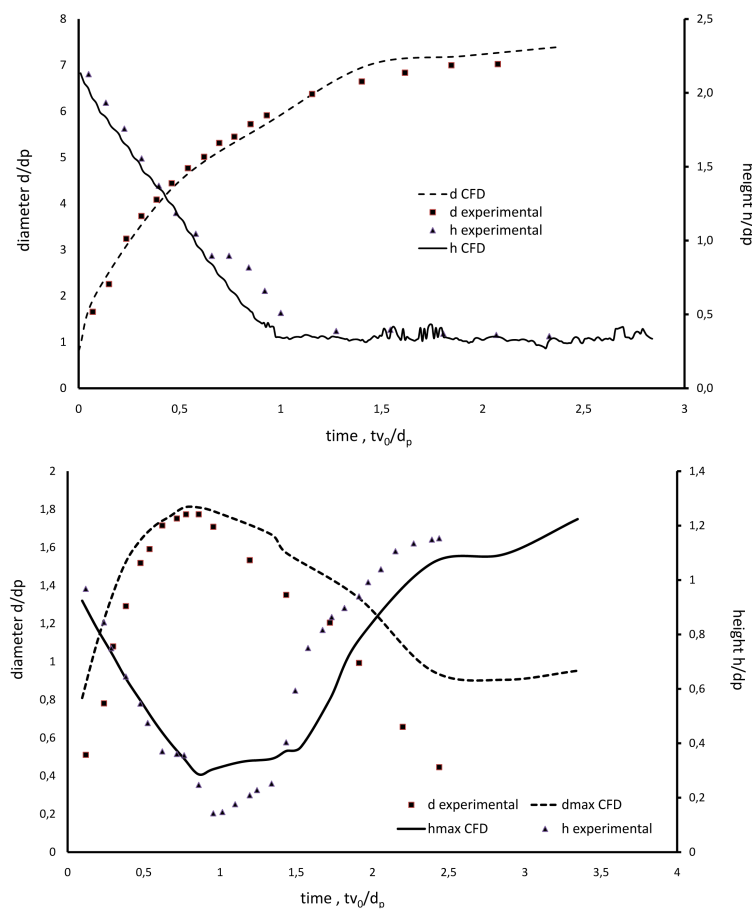


FIGURE 3.21 – La figure du haut représente la validation du modèle de mouillabilité sur le cas mouillant des expériences de Wang [110]. La figure du bas décrit la validation sur le cas non mouillant

les mêmes conditions que le cas mouillant présenté précédemment. On constate qu'appliquer une couche de fluide sur la première maille, crée un amortissement de l'impact. De ce fait, les effets capillaires sont sous résolus à l'instant où les forces inertielles sont en compétition avec les forces capillaires.

3.5.3.2 Impact sur une paroi inclinée

Le comportement de la déposition de gouttes sur paroi inclinée est nécessaire pour comprendre les angles de contact et notamment comment le modèle réagit à l'hystérésis. Lorsqu'une goutte s'étale à une vitesse très faible sur une paroi inclinée, il existe deux angles de

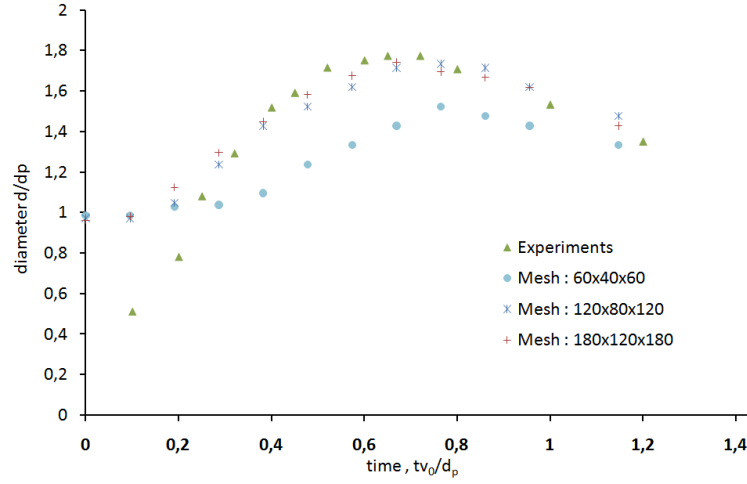


FIGURE 3.22 – Etude de la convergence en fonction du maillage pour le cas d'un impact de goutte sur une surface non mouillante - comparaison avec les expériences de Wang *et al.* [110]

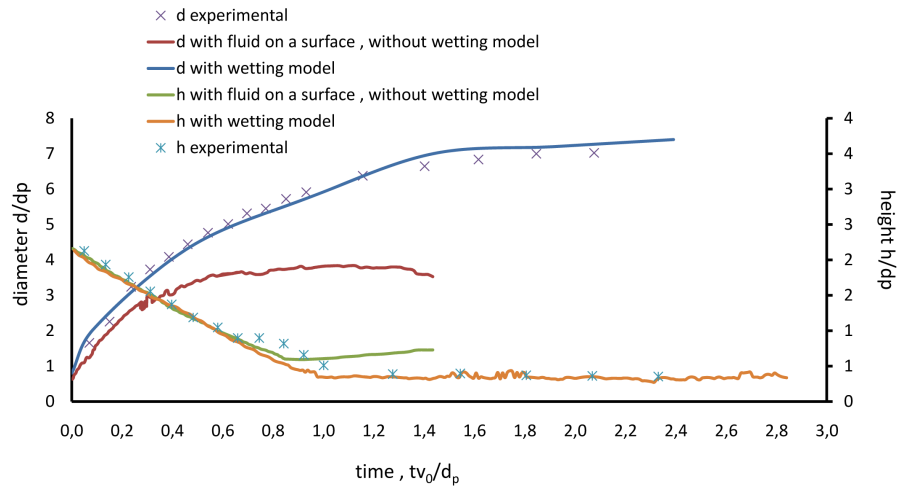


FIGURE 3.23 – Impact d'une goutte d'eau sur une surface mouillante avec le modèle SVOF et avec une couche de fluide à la paroi - comparaison des deux méthodes avec les expériences de Wang *et al.* [110]

contact : un angle d'avancée s'opposant à la pente et un angle de recul. L'étude est comparée à l'expérience de Fujimoto [44], l'impact de gouttes sur une surface partiellement mouillante

inclinée à 45° . Cette validation est présentée sur la figure 3.24 où la hauteur et le diamètre sont mesurés. Les conditions de l'expérience sont les suivantes : la vitesse d'impact et le diamètre de la goutte sont respectivement de 2.8 m.s^{-1} et de 1.12 mm .

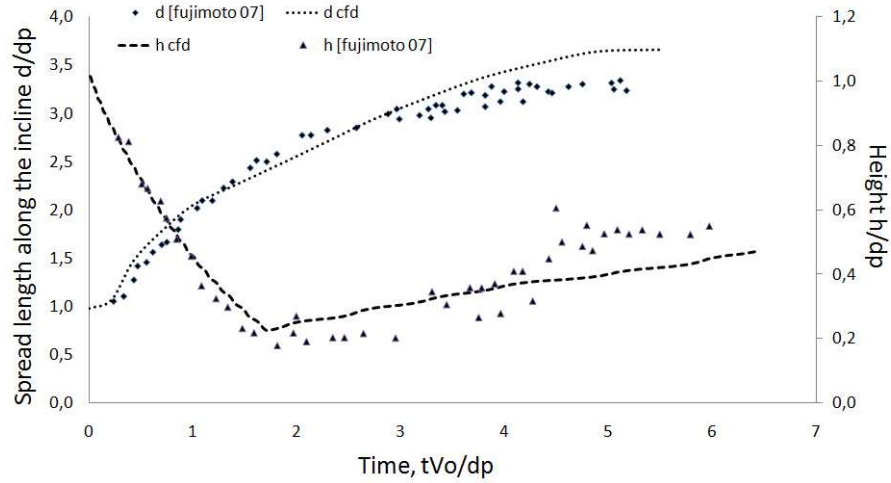


FIGURE 3.24 – Evolution en temps de la longueur d'étalement et de la hauteur pour l'impact d'une goutte sur paroi inclinée avec $(d_p, v_o, \Theta_p) = (1.12 \text{ mm}, 2.8 \text{ m/s}, 45^\circ)$ - impact sur une surface mouillante avec un angle de contact $\Theta_C = 30^\circ$ en comparaison avec les expériences de Fujimoto *et al.* [44].

Chapitre 4

Alimentation de la lubrification - Plate Out (PO)

Il existe deux systèmes de lubrification dans le laminage à froid. Le premier est l'application directe (PO) en amont de l'emprise. Ce système est un spray de gouttes d'eau contenant des gouttelettes d'huiles impactant la tôle. Le deuxième système est situé au niveau de l'emprise : dans ce cas, le spray d'émulsion est injecté vers le cylindre de laminage et le convergent. ainsi les cylindres sont refroidis et lubrifiés.

Cette partie est confidentielle, elle est consultable uniquement par l'industriel Arcelor-Mittal au centre de Recherche Maizières-les-Mets.

Ce chapitre est constitué de 25 pages, exposant les travaux d'impact de goutte d'émulsion sur une tôle en mouvement, effectués sur 512 processeurs avec un maillage de 16 millions de points.

Une partie de ces travaux est soumise à la publication dans le Journal Of Engineering Tribology (PLATE-OUT MODELLING FOR COLD ROLLING SYSTEMS LUBRICATED WITH O/W EMULSIONS).

Chapitre 5

Écoulements macroscopiques au voisinage de l'emprise

Les débits d'huile passant dans les emprises sont très faibles par rapport aux débits d'aspersion. Comme le montre schématiquement la figure 5.1, l'aspersion en émulsion est réalisée en milieu ouvert avec des débits latéraux de fuite très importants. Mis à part le film d'huile présent sur la bande qu'il soit résiduel de la cage précédente ou formé par le Plate-Out à partir de rampes d'aspersion positionnées plus ou moins en amont du convergent de l'emprise selon le type d'application, directe ou recirculée, les autres mécanismes d'alimentation de la zone de travail interviennent uniquement à l'intérieur du réservoir de fluide présent devant l'emprise et dont la taille et la forme dépend du débit d'aspersion et de l'écoulement fluide global au voisinage de l'emprise. L'écoulement fluide global au voisinage de l'emprise

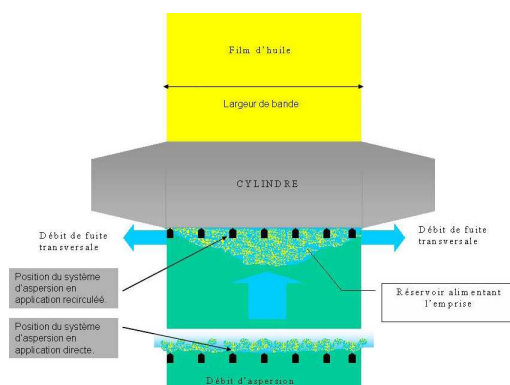


FIGURE 5.1 – Vue de dessus des écoulements fluides au voisinage de l'emprise.

se caractérise en particulier par un accroissement de la vitesse des écoulements transversaux à partir de la ligne centrale de partage des flux latéraux. Ceci crée un réservoir de fluide devant l'emprise a priori plus important au centre que vers les bords et, comme le suggère la figure 5.2, où la position des ménisques varie du centre vers les bords. Ce phénomène peut conduire au travers des mécanismes d'alimentation sensibles à la position du ménisque, décrit par la suite, à une lubrification moins performante du centre vers les bords et donc rendre le comportement du laminoir sensible à la largeur des produits laminés à cause de la lubrification.

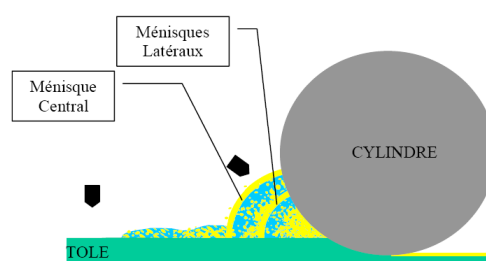


FIGURE 5.2 – Vue de profil des ménisques entre les milieux fluides : émulsion-air ambiant.

5.1 Configurations des écoulements macroscopiques

5.1.1 Hypothèses

Dans cette étude, les écoulements sont étudiés uniquement sur la face supérieure de la tôle. La difficulté de représenter les petites échelles et donc de simuler les gouttelettes d'huile dans un écoulement macroscopique implique de construire un fluide moyen dont les caractéristiques (viscosité, masse volumique, coefficient de tension superficielle) sont recalculées en fonction de la concentration en huile. Nous effectuerons les simulations à partir des hypothèses suivantes : le fluide est isotherme et incompressible, le cylindre est considéré indéformable et les forces de frottement de l'air sur le jet sont négligées.

5.1.2 Conditions initiales et limites

Le domaine de simulation présenté sur la figure 5.3 possède les dimensions suivantes : une longueur (L) de 1000 mm, une largeur (l) de 100 mm et une hauteur (h) de 240 mm. Les

conditions limites sont les suivantes : une symétrie sur l'arrière du domaine qui nous permet de simuler des écoulements au centre de la tôle perpendiculairement au cylindre de laminage. Une condition de glissement est imposée sur la limite inférieure à la vitesse de laminage. Sur les autres faces du domaine, nous utiliserons une condition de Neumann. La technique de pénalisation avec l'équation 3.35(chap3) est mise en place pour imposer le cylindre dans le domaine. De plus, les limites sont pénalisées par le modèle de mouillabilité afin d'assurer l'affinité du cylindre et de la tôle au fluide.

Les paramètres d'entrée des simulations sont les suivants : la vitesse de la tôle est de 6.137

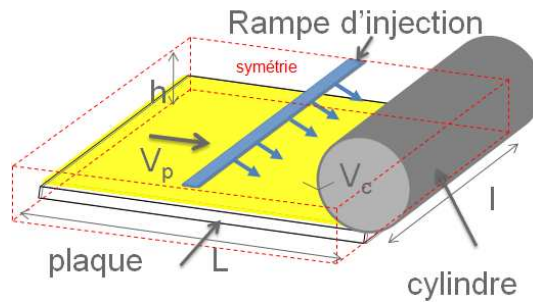


FIGURE 5.3 – Modélisation du l'étude des écoulements macroscopiques avec V_p la vitesse de laminage, h la hauteur du domaine de calcul, l la largeur d'une demi-tôle (condition de symétrie) et L longueur de plaque

$m.s^{-1}$, la vitesse du cylindre de laminage est de $10 m.s^{-1}$, l'angle des buses d'injection est de 30° par rapport à la tôle et la pression des buses est de 7 bar. La rampe d'injection se trouve à 570 mm du cylindre et à une hauteur de 315 mm de la tôle. Le rayon du cylindre est de 237.5 mm. Le fluide est équivalent à une émulsion contenant 2.5 % d'huile. Le maillage de cette simulation est de 24 millions de points $1000 \times 100 \times 240$ selon les axes suivants X,Y,Z donnant un pas d'espace de 1 mm et elle est effectuée sur 512 processeurs. Afin d'avoir une estimation des temps de calcul, pour simuler 6.3 ms physique, le calcul doit effectuer 10000 itérations en temps correspondant à 72 heures de calcul machine.

5.1.3 Simulation numérique directe 3D

Sur les simulations, nous procédons à une conservation du débit, la vitesse du jet est de $31 m.s^{-1}$ dans le cas industriel, nous ferons une étude pour $7 m.s^{-1}$ et $1.5 m.s^{-1}$ avec un jet continu et une section débitante plus importante afin de pouvoir utiliser des mailles de taille

plus importante dans l'injecteur avec un angle de 30° par rapport à la tôle (figure 5.4). Le cylindre est pénalisé dans le domaine de calcul avec une vitesse de rotation égale à la vitesse de laminage. La figure

refchap5empriseb présente l'écoulement retour lors du laminage. Au bout de 50 ms, on constate que l'écoulement est turbulent formant un ménisque stationnaire dans le convergent. La formation du ménisque est la conséquence d'un écoulement retour situé dans l'emprise (figure à 2 ms) remonte via le cylindre jusqu'à accumulation du fluide dans tous le convergent. Sur la figure 5.6, les vitesses de l'axe X1 correspondent au sens de laminage et celles de l'axe X2 sont dans le sens de la gravité. Nous observons premièrement que le fluide accélère dans l'emprise, un courant retour opposé au sens de laminage se crée avec des vitesses du même ordre de grandeurs que celles du jet d'aspersion, ce qui peut poser un problème d'alimentation dans la zone dite de convergent. Si ce retour de fluide sur l'axe horizontal est considéré comme néfaste à la lubrification alors le fluide, selon l'axe vertical, est attiré vers le convergent. Ainsi, un équilibre est réalisé entre la quantité de fluide arrivant dans le convergent et les écoulements retours et latéraux.

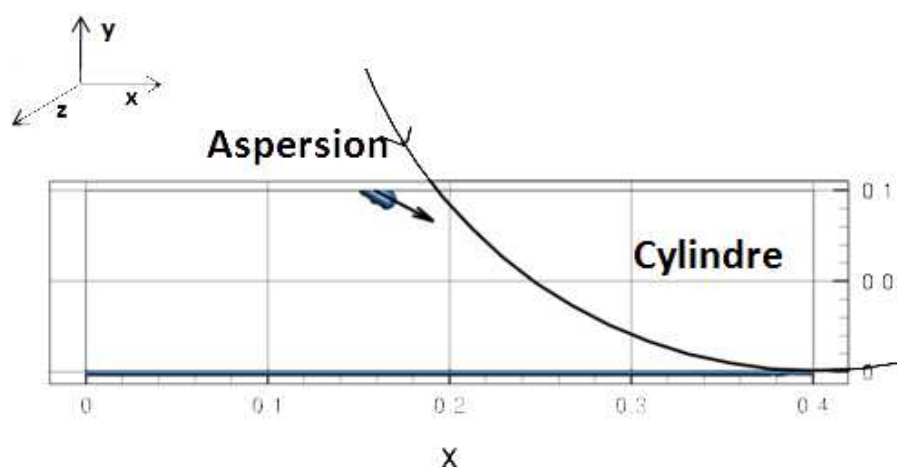


FIGURE 5.4 – Représentation du domaine de calcul sur 400 mm de long et 100 mm de haut avec une largeur de 100 mm. Le jet d'aspersion est une condition limite sur la face supérieure positionnée sur 4 mailles avec un angle de 30° avec la tôle.

Dans la figure 5.7, la vorticité est reproduite dans l'écoulement du jet. L'écoulement est non turbulent ($Re=1120$) et la vorticité n'est présente que dans le jet proche cylindre. De

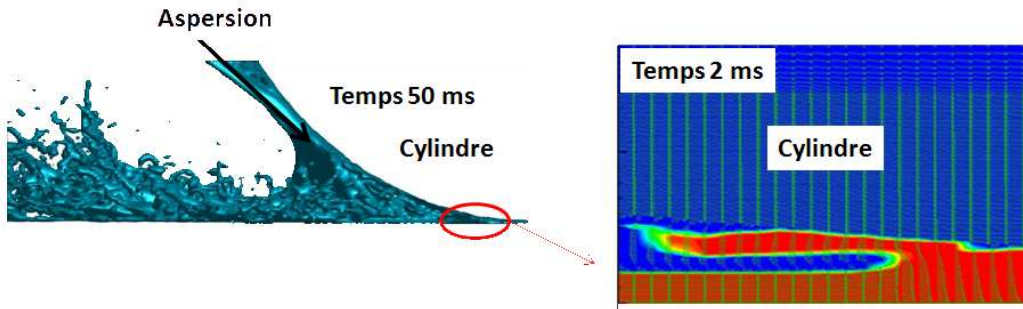


FIGURE 5.5 – Représentation de l'écoulement retour 3D à 50 ms et sur une coupe 2D à 2ms. 50 000 itérations, 40.92 millions de points, 360 h de calculs, 512 CPU pour un temps physique de 50 ms

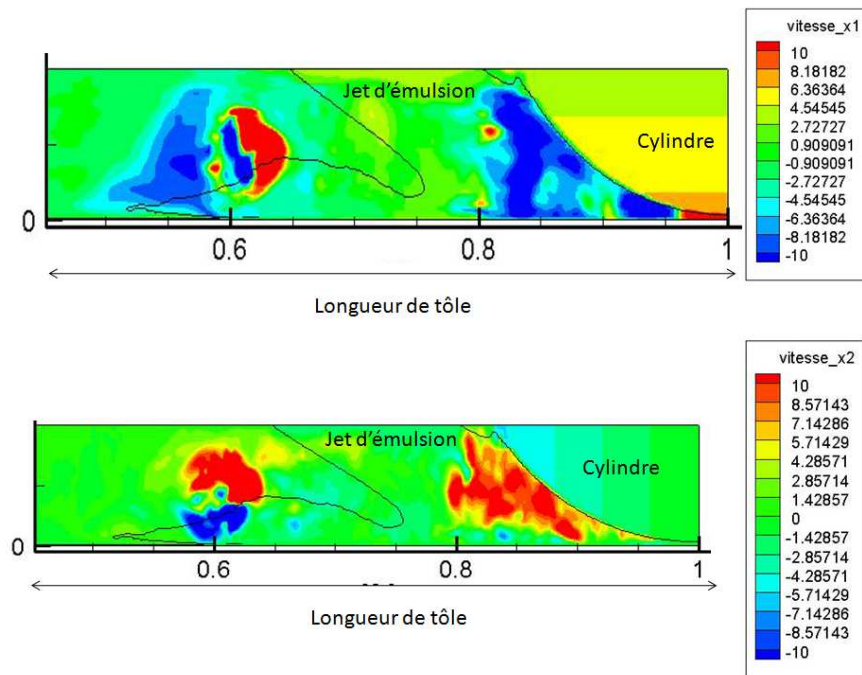


FIGURE 5.6 – Représentation des champs de vitesses dans les écoulements au voisinage de l'emprise sur une coupe 2D situé sur la limite de symétrie correspondant au centre de la tôle.

ce fait, nous supposons que l'émulsion proche de la surface de la tôle n'est pas rebrassée par le jet donc l'épaisseur d'huile d'entrée est celle du Plate Out. Cette épaisseur entrante dans l'emprise, une étude théorique montre l'influence de la mouillabilité des cylindres et

la déformation des cylindres sur cette épaisseur ainsi une prédiction de fluide sortant de ce système est donnée dans l'annexe. La complexité à stabiliser nos calculs dans le temps nous

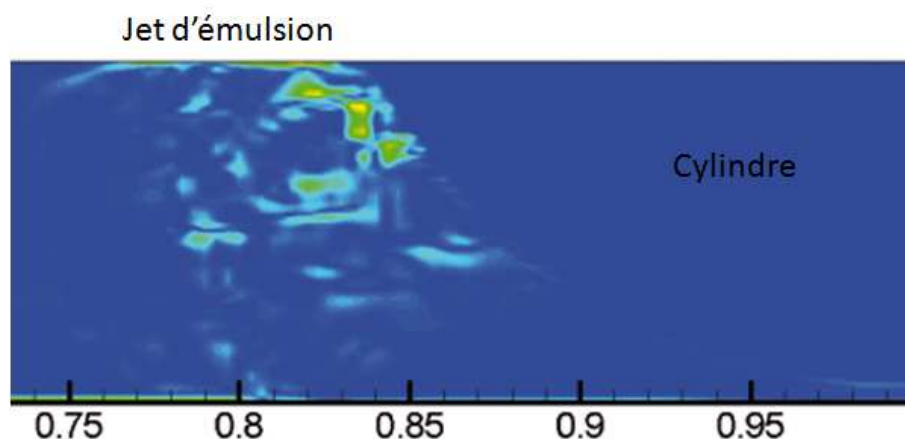


FIGURE 5.7 – Représentation de la vorticité en amont de l'emprise

oblige à reposer le problème pour comprendre et estimer la longueur de retour du fluide. Nous proposons une approche de type ressaut hydraulique dans un canal en y ajoutant les flux latéraux.

5.2 Ressaut hydraulique

Dans un écoulement dans l'évier, nous pouvons apercevoir l'apparition d'un bourrelet d'eau en forme circulaire dans lequel coule l'eau du robinet. Ce type de bourrelet, appelé ressaut, sépare la zone centrale où l'épaisseur du fluide est faible, d'une région périphérique où la hauteur du fluide est plus importante. La limite entre les deux régions correspondant au passage de la vitesse de l'écoulement U d'une valeur supérieure à la vitesse locale des ondes de surfaces, à une valeur inférieure. La vitesse locale des ondes gravitaires est $c = \sqrt{gh}$. Elles se développent à la surface d'un film de fluide d'épaisseur h . Au même instant, lorsque la hauteur du fluide croît, sa vitesse décroît et celle des ondes gravitaires augmente. Le mascaret correspond à un ressaut hydraulique se formant lors de la rencontre du courant du fleuve avec la marée montante, la profondeur d'eau, peu importante dans le fleuve, est à l'origine du déferlement de l'onde de la marée. Ce modèle est proche du cas industriel : la tôle amène une faible épaisseur d'émulsion qui rencontre une masse de fluide au voisinage de l'emprise.

Ainsi, un retour de fluide s'engage sur la tôle vers l'avant du laminage. Le nombre de Froude caractérise le rapport des vitesses du fluide et de celles de l'onde de surface, soit :

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}} \quad (5.1)$$

Ce phénomène est similaire à l'onde de choc qui se forme près d'un avion supersonique et qui correspond au passage de la vitesse de l'air à une valeur supérieure à celle du son. Ainsi, le nombre de Froude est analogue au nombre de Mach ($M = \frac{U}{c}$) où c est la vitesse du son.

5.2.1 Théorie

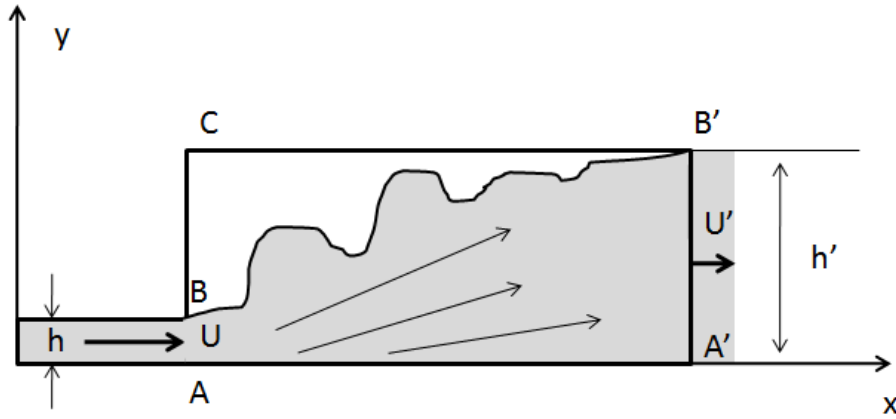


FIGURE 5.8 – Schématisation d'un ressaut hydraulique

La relation entre les vitesses et les hauteurs en amont et en aval du ressaut est définie en utilisant l'équation de quantité de mouvement à travers le volume de contrôle ABCB'A' (figure 5.8) :

$$\int \int_S \rho V (V \cdot n) dS + \int \int_S p n dS - \int \int \sigma n dS - \int \int \int_v \rho g dv = 0 \quad (5.2)$$

La vitesse de l'écoulement est supposée uniforme, les effets visqueux sont négligés et la pression est égale à la pression atmosphérique ($p = p_0$) dans l'air. La vitesse vaut U dans la section AB et U' dans la section A'B', on obtient :

$$\int \int_S \rho v_x (v_j \cdot n_j) dS = \rho U'^2 h' - \rho U^2 h \quad (5.3)$$

La pression sur AB et A'B' est définie par l'équation de quantité de mouvements selon l'axe vertical y :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \quad (5.4)$$

$$p = \rho g y + p_0 \quad (5.5)$$

En ajoutant un terme $-p_0(h' - h)$, correspondant à l'intégrale de p_0 sur la section BC, on peut écrire :

$$\int \int_S p n_x dS = p_0(h - h') - \int_0^h (p_0 + \rho g(h - y)) dy + \int_0^{h'} (p_0 + \rho g(h' - y)) dy = \frac{\rho g}{2}(h'^2 - h^2) \quad (5.6)$$

Si les effets visqueux sont faibles comme l'eau et que les dimensions du domaines sont grandes, alors le terme des effets d'inertie prédomine sur le terme des effets visqueux ($Re > 1$), on a :

$$U'^2 h' - U^2 h + \frac{g}{2}(h'^2 - h^2) = 0 \quad (5.7)$$

L'égalité des débits en amont et en aval du ressaut (conservation de la masse) donne : $U' h' = U h$. En utilisant cette égalité dans l'équation 5.7, on obtient :

$$U = \sqrt{g \frac{h}{h'} \frac{h + h'}{2}} \quad (5.8)$$

$$U' = \sqrt{g \frac{h'}{h} \frac{h + h'}{2}} \quad (5.9)$$

De ce fait, la vitesse sortante (U') est supérieure à la vitesse locale des ondes gravitaires contrairement à la vitesse entrante (U) qui est inférieure à la vitesse locale des ondes gravitaires. Ainsi, l'écoulement est défini comme supercritique avec $h < h'$. Physiquement, ce résultat signifie que le ressaut va être de structure stable et les ondes qui s'échappent vers la zone critique AB sont ramenées par l'écoulement dans la zone A'B'. Le rapport des hauteurs et des vitesses est donné par rapport au nombre de Froude à partir de l'équation 5.9 :

$$\frac{h'}{h} = \frac{U}{U'} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 8Fr}}{2} \quad (5.10)$$

Murzyn [76] propose une loi empirique pour une longueur de retour (L_r), la longueur de retour correspond à la distance de remonté du fluide sur le flux arrivant contre l'obstacle, en fonction du nombre de Froude compris entre 5 et 12 avec une incertitude de 20-30 %, cette loi est la suivante :

$$\frac{L_r}{h} = 13.7 \cdot Fr^{0.85} \quad (5.11)$$

5.2.2 Simulation numérique directe 3D

Les simulations sont réalisées en 3D sur maillage de 2 millions de points dans laquelle les équations de Navier-Stokes sont résolues. Une bande de fluide sur la tôle rencontre un mur. Le débit est conservé par rapport au cas précédent. Nous faisons l'hypothèse que le fluide est à la même vitesse que la tôle, ainsi l'écoulement ne dépend que de la vitesse d'aspersion. De ce fait, dans les simulations numériques exposées, la tôle avance à la vitesse de débit comme dans l'exemple présenté dans la figure 5.9. Les conditions limites sont les suivantes : le mur est modélisé par la limite paroi, une condition symétrie est utilisée sur la face arrière et la condition de Neumann est appliquée sur les autres faces du domaine. La plaque est pénalisée sur la moitié du domaine ainsi le fluide s'évacue latéralement. De ce fait, le fluide impacte le mur et remonte sur la tôle ayant un écoulement latéral donnant une chute d'eau provoqué par la gravité. Ainsi, la remontée est maximale au centre de la plaque et minimale au bord de celle-ci, nous montrons dans les études de largeurs de tôle quelle est la largeur minimale pour ne plus apercevoir les effets de bords sur l'écoulement retour. Des résultats en régime

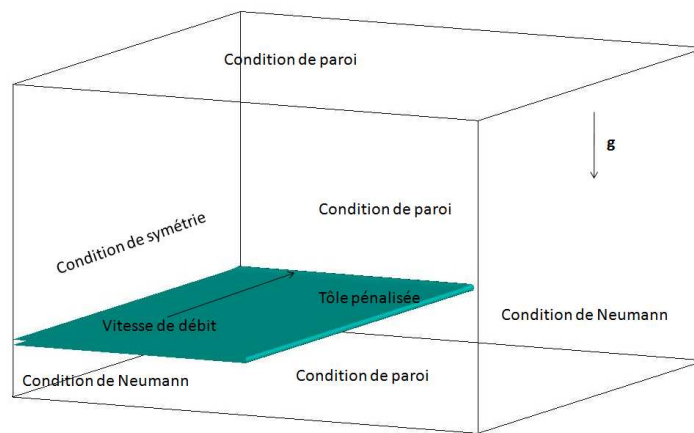


FIGURE 5.9 – Représentation de la modélisation des écoulements au voisinage de l'emprise de type ressaut hydraulique.

stationnaire sont présentés dans la figure 5.10 pour deux nombres de Reynolds différents 34 et 680. Nous observons que le cas de simulation à un nombre de Reynolds de 680, l'interface fluide/air est fractionnée imposant un pas temps plus petit pour que les schémas VOF soient stables.

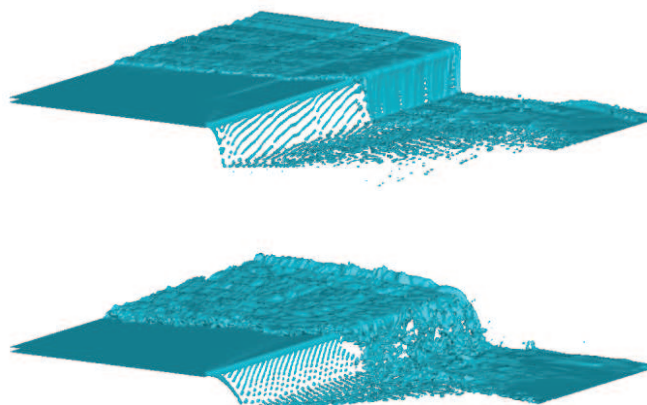


FIGURE 5.10 – Représentation de l'écoulement retour pour une largeur de tôle de 0.5 m, le fluide impacte un mur (modélisant le cylindre). Sur la figure du haut, le nombre de Reynolds est de 34 et sur la figure du bas, le nombre de Reynolds est de 680

5.2.2.1 Influence du nombre de Reynolds

Dans la théorie du ressaut, la viscosité est négligée ainsi le nombre de Reynolds est un paramètre qui n'influe pas sur les résultats de l'étude. Afin de vérifier que le cas industriel est dans les gammes de validation du ressaut hydraulique, une étude en fonction du nombre de Reynolds ($Re = \frac{\rho U H_1}{\mu}$) est faite car l'huile subit une variation de viscosité, provenant de la variation de température, au cours du temps allant de 80 mPa.s à 5 mPa.s . Cette étude, présentée sur la figure 5.11, est réalisée pour trois viscosités 1 Pa.s , 0.01 Pa.s (huile) et 0.001 Pa.s (eau). Elle montre un comportement de fluide identique à des amplitudes différentes. La hauteur H_2 est la hauteur du ressaut à sa base et la hauteur H_1 est la hauteur de fluide injecté. Pour un faible nombre de Reynolds, les effets visqueux sur la tôle augmentent le frottement ainsi le fluide s'évacue peu à travers le débit latéral créant une accumulation de fluide proche du convergent (adhérence) donc une hauteur plus importante. Néanmoins, pour un fluide à la viscosité plus faible, par exemple l'eau, donc de nombre de Reynolds élevé, les résultats tendent vers la théorie du ressaut hydraulique qui est donnée par l'équation 5.10. Nous constatons que la modélisation simplifiée des écoulements au voisinage de l'emprise est dépendant du nombre de Reynolds. Ce nombre adimensionnel sera pris en compte dans le modèle final.

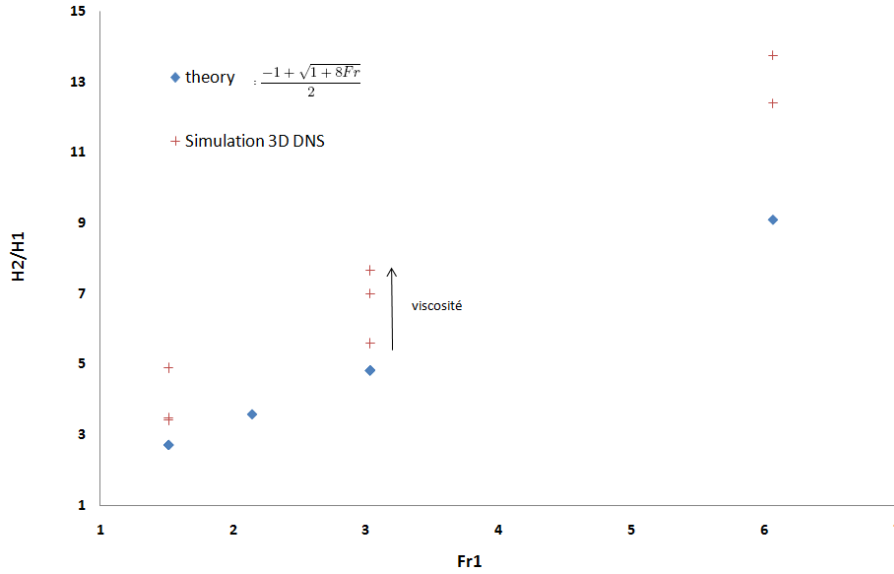


FIGURE 5.11 – Etude du rapport des hauteurs de fluide sur la paroi verticale en fonction du nombre de Froude avec une variation de viscosité allant de 1 Pa.s à 0.001 Pa.s

5.2.2.2 Influence de la largeur de tôle

La largeur de plaque est importante pour percevoir et analyser les écoulements retours car à l'extrémité de cette tôle le fluide est soumis aux effets de la gravité attirant le fluide du centre de la tôle vers le bord de cette dernière. Dans cette étude, nous mesurons la longueur de retour sur la condition de symétrie qui représente le centre de la tôle de laminage. Nos simulations sont effectuées pour trois largeurs de tôle 0.05 m, 0.1 m et 0.5 m. Cette gamme de largeur de tôle correspond respectivement aux largeurs de tôle industrielle 0.1m, 0.2m et 1m, lors du procédé de laminage sur la chaîne de production il existe différentes largeurs de tôle par conséquent nous essaierons de donner un modèle des écoulements macroscopiques en fonction de la largeur de tôle. Les résultats sont comparés, sur la figure 5.12, à la loi empirique de Murzyn [76] (équation 5.11) et aux résultats expérimentaux de Chanson [21] pour des nombres de Froude de 5 à 12 pour des expériences de ressaut hydraulique dans un canal sans fuite latérale qui correspond à une largeur de tôle infinie. Nous observons que les effets de bord sont négligeables pour une largeur de tôle de 0.5m, par contre, pour les largeurs 0.1m et 0.05m, le débit latéral est un paramètre important limitant le retour du fluide sur la tôle. Dans l'industrie, les largeurs de tôle sont plus souvent de l'ordre du mètre correspondant donc aux simulations de 0.5m avec une condition de symétrie. Sur la figure

5.13, nous constatons que les effets de bord ne modifient pas le rapport entre la hauteur de fluide accumulé et la hauteur de fluide injecté.

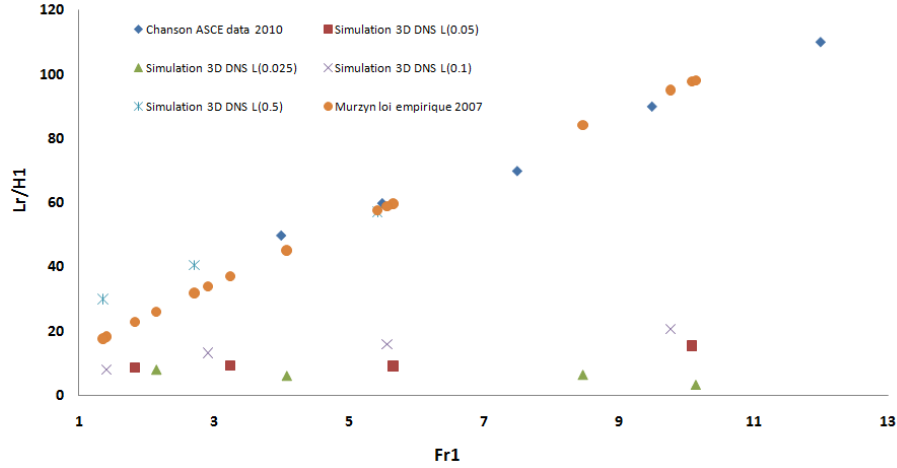


FIGURE 5.12 – Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m ; 0.05 m ; 0.1 m et 0.5 m. Cette étude est comparée aux expériences de Chanson [22] et à la loi empirique de Murzyn [76].

De ce fait, nous proposons d'écrire un modèle en fonction de la largeur de tôle, du nombre de Reynolds et du nombre de Froude.

5.2.2.3 Modèle

a) Modèle en intégrant une perte de charge

Les modèles de ressaut hydraulique négligent les effets visqueux. Notre cas est légèrement différent d'un ressaut dans un canal, nous avons une fuite latérale et un fluide plus ou moins visqueux selon la concentration en huile dans l'émulsion. Je propose de partir sur un bilan de quantité de mouvement proche de la théorie présentée dans l'équation 5.3 en rajoutant une contrainte visqueuse de type frottement ou perte de charge. En utilisant la conservation de débit, on obtient l'équation suivante :

$$Q = UhL = U'Lh' \quad (5.12)$$

En posant le bilan de quantité de mouvement, on a :

$$\rho Q(U' - U) = \frac{1}{2}\rho g(h^2 - h'^2) + L_r \frac{64}{Re} \rho U^2 \quad (5.13)$$

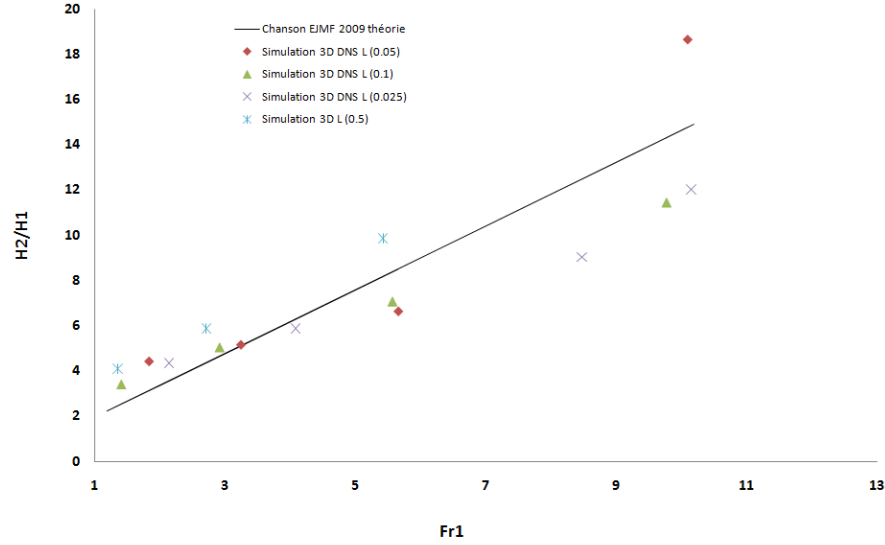


FIGURE 5.13 – Etude du rapport des hauteurs en fonction du nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m ; 0.05 m ; 0.1 m et 0.5 m. Cette étude est comparée aux expériences de Chanson [21]

Avec $L_r \frac{64}{Re} \rho U^2$ la perte de charge hydraulique dans un canal sur une longueur (L_r). Ici, nous prendrons la longueur de retour pour les effets visqueux, nous supposons que le frottement se fait entre les deux fluides. On remplace U' en utilisant la conservation du débit 5.12 et on pose le nombre de Froude $Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}$. De ce fait, nous déterminons une longueur de retour en fonction du nombre de Froude, du nombre de Reynolds et du rapport des hauteurs dans l'équation suivante :

$$\frac{L_r}{h} = \frac{Re}{64} \left[\left(\frac{h}{h'} - 1 \right) + \frac{1}{2Fr} \left(1 - \frac{h'^2}{h^2} \right) \right] \quad (5.14)$$

Les simulations 3D sont comparées sur la figure 5.14 aux données de Murzyn 5.11 et au modèle (équation 5.14) développé avec une perte de charge dans un canal. Nous constatons que le modèle est valable pour une forte viscosité, soit des faibles nombres de Reynolds et quelle que soit la largeur de tôle. Ce modèle est testé pour des forts nombres de Reynolds donnant une mauvaise prédiction avec une erreur aux alentours de 400 %. De ce fait, nous proposons un deuxième modèle en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Froude pour plusieurs largeurs de tôle.

b) Modèle paramétrique en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Froude

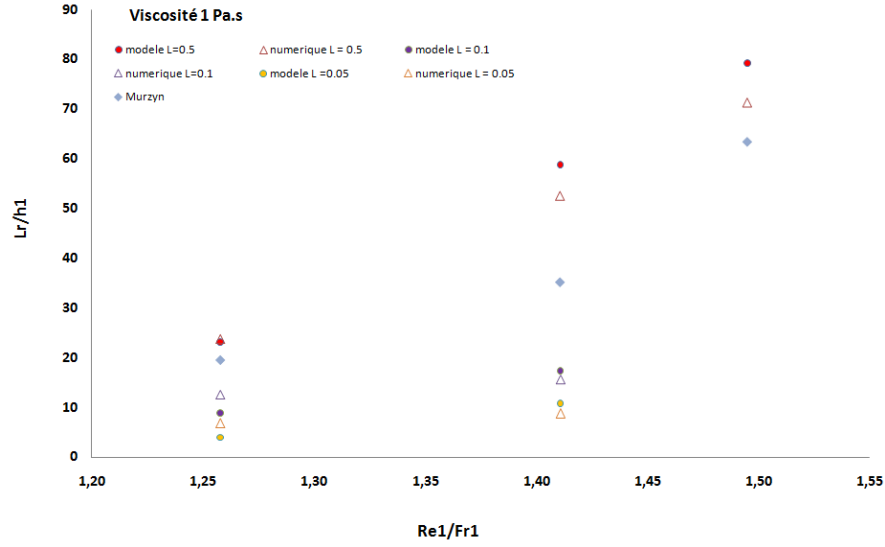


FIGURE 5.14 – Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du rapport entre le nombre de Reynolds et le nombre de Froude pour des largeurs de plaques de 0.025 m ; 0.05 m ; 0.1 m et 0.5 m avec une viscosité de 1 Pa.s. Comparaison avec le modèle (équation 5.14)

Nous partons sur le même principe que le modèle précédent mais au lieu d'imposer une perte de charge pour tous les régimes, nous proposons une optimisation des paramètres α et β autour du nombre de Reynolds du type αRe^β . Cette étude est identique à celle sur les pertes de charges qui dépendent du régime d'écoulement. Le modèle précédent est effectué à la hauteur de fluide (h'), se trouvant en amont du cylindre, dans les paramètres d'entrée du modèle la hauteur (h') est inconnue par ArcelorMittal car les mesures et les observations sont difficiles dans cette zone. Ainsi, nous faisons l'hypothèse de fluide parfait et irrotationnel pour calculer la hauteur à la base du convergent qui alimente le ressaut à partir de l'équation de Bernoulli :

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho U^2 + \rho g \Delta H \quad (5.15)$$

En posant $\Delta p = 0$, nous obtenons la hauteur $h' = \frac{U^2}{2g}$, donnant une erreur entre 1.5% et 9% sur la hauteur par rapport à celle observée sur les simulations. De ce fait, l'équation 5.13 devient l'équation suivante :

$$\frac{L_r}{h} = \left(\left(\frac{2}{Fr} - 1 \right) - \frac{1}{2Fr} (1 - Fr^2) \right) \cdot \left(\frac{1}{\alpha Re^\beta} \right) \quad (5.16)$$

Nous établissons les coefficients α et β ajustant la perte de charge pour deux largeurs de tôle données dans le tableau 5.1 :

La comparaison entre les données des simulations et les modèles sont présentés sur la figure

Largeur de tôle	α	β
0.5 m	0.539	-0.1525
0.1 m	1.5	-0.0533

TABLE 5.1 – tableau des coefficients α et β pour les largeurs de tôle > 0.5 m et < 0.1 m

5.15. Le premier modèle, noté modèle 1, correspond aux tôles de largeurs inférieures ou égales à 0.1m et le deuxième modèle, noté modèle 2, correspond aux largeurs de tôles supérieures ou égales à 0.5m.

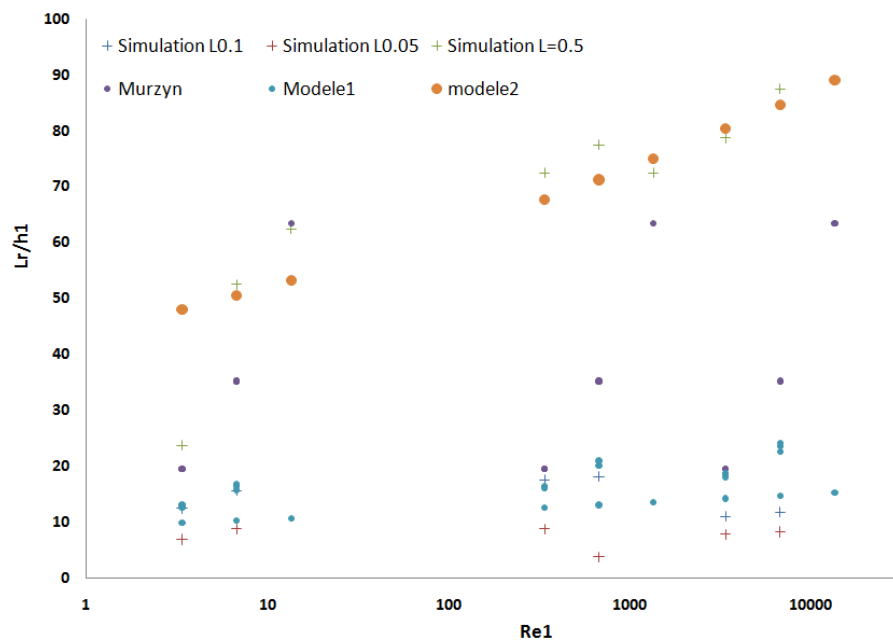


FIGURE 5.15 – Etude de la longueur de retour du fluide en fonction du nombre de Reynolds pour des largeurs de plaques de 0.025 m ; 0.05 m ; 0.1 m et 0.5 m. Comparaison avec le modèle (équation 5.23)

Sur ces études d'écoulements macroscopiques au voisinage de l'emprise, nous observons la vorticité dans l'écoulement retour pour comprendre l'impact du rotationnel de la vitesse sur le film d'émulsion préexistant. La génération de la vorticité est expliquée par Yeh [116], Batchelor[5] et Longuet-Higgins [64] par une pression à la surface libre sans tension superficielle, par une contrainte libre à l'interface et par la courbure de l'interface entre l'air et le fluide. Hornung [56] montre que la vorticité se situe uniquement sous l'interface du fluide et de l'air. Sur la figure 5.16, la vorticité est présentée sur le retour du fluide dans le cas industriel pour trois vitesses de débit 0.425 m.s^{-1} , 0.85 m.s^{-1} et 1.7 m.s^{-1} , on constate que l'amplitude de la vorticité est faible proche de la tôle.

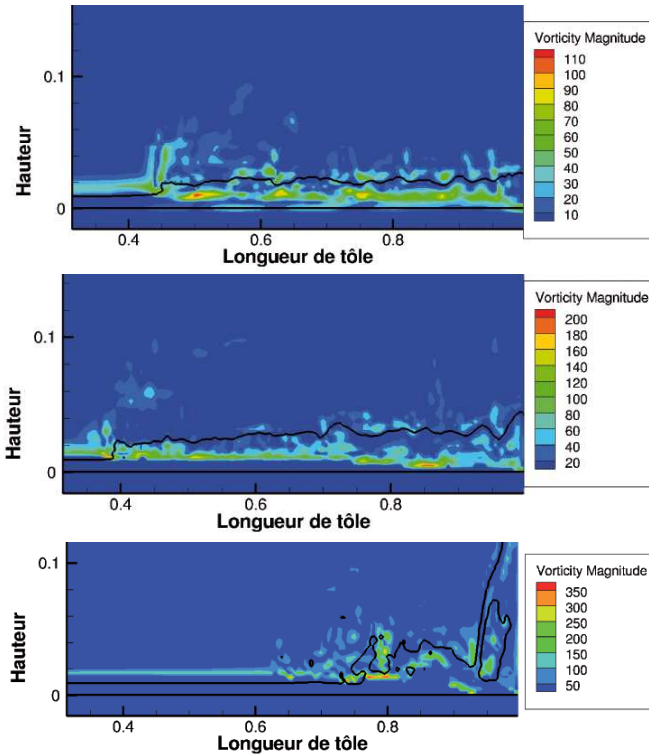


FIGURE 5.16 – Représentation de la vorticité sur les écoulements retour pour trois vitesses 0.425 m.s^{-1} (image du haut), 0.85 m.s^{-1} (image du milieu) et 1.7 m.s^{-1} (image du bas), dans une coupe 2D sur la condition de symétrie correspondant au centre de la tôle.

Par conséquent, nous pouvons conclure que l'épaisseur d'huile apportée par le Plate Out n'est pas perturbée par l'écoulement retour.

5.3 Approche par les équations de Saint-Venant

Les équations de Saint-Venant sont utilisées pour des écoulements à surface libre et à faible profondeur. La dérivation de ces équations est effectuée pour faire du développement asymptotique en faible profondeur et la paramétrisation du frottement. Un modèle bi-dimensionnel visqueux [70] est développé au travers des équations suivantes :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h\mathbf{u}) = 0 \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial h\mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (h\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + gh\nabla h = \quad (5.18)$$

$$-\alpha_0(h)\mathbf{u} - \alpha_1(h)h |\mathbf{u}| \mathbf{u} + \mu \nabla \cdot (h(\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u}) + (2h\nabla \cdot \mathbf{u})I) \quad (5.19)$$

$$+ \beta h \nabla \Delta h - f(h\mathbf{u})^\perp - gh\nabla d - \beta h \nabla \delta d \quad (5.20)$$

Avec

$$\alpha_0(h) = \frac{k_l}{1 + \frac{k_l h}{3\mu}} \quad (5.21)$$

$$\alpha_1(h) = \frac{k_t}{(1 + \frac{k_l h}{3\mu})^2} \quad (5.22)$$

Ces équations sont difficiles à résoudre numériquement du fait de leur caractère hyperbolique. Ainsi, lorsque des chocs se développent tel le ressaut, la résolution numérique devient complexe. De plus, les conditions limites ne sont pas simples à mettre en oeuvre pour résoudre correctement le problème industriel. Nous avons essayé de simuler le problème du ressaut avec Saint-Venant mais les calculs ne sont pas stables car la condition limite pour les fuites latérales est problématique à imposer à cause du dénivelé entre la tôle et la condition inférieur du domaine de calcul. Actuellement, le modèle Saint-Venant implémenté dans le code Thétis ne permet pas d'étudier des bathymétries variables et des conditions limites autres que libres. Cependant, l'idée d'utiliser les équations de Saint-Venant pour résoudre ce problème doit être approfondie et développée car le temps de calcul est très court via ces équations.

5.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons comparé différentes techniques pour résoudre le problème des écoulements retours. La résolution des équations Navier-Stokes 3D a été adoptée et un modèle de type ressaut hydraulique, en y ajoutant le nombre de Reynolds, a été développé.

Sur la figure 5.17, nous constatons que cette approche permet d'estimer la longueur de retour de cet écoulement dans l'axe central de la tôle en fonction de la largeur de tôle, de la hauteur de film d'émulsion, du nombre de Froude et du nombre de Reynolds.

$$\frac{L_r}{h} = \left(\left(\frac{2}{Fr} - 1 \right) - \frac{1}{2Fr} (1 - Fr^2) \right) \cdot \left(\frac{1}{\alpha Re^\beta} \right) \quad (5.23)$$

Les simulations 3D avec pénalisation sont effectuées sur 24 millions de points donc très coûteux en temps. Le modèle pour $L = 0.1$ (en bleu) correspond à l'équation 5.23 avec un coefficient $\alpha = 1.5$ et un coefficient $\beta = -0.0533$. Pour le modèle d'une largeur de tôle de 0.5m (en rouge), les coefficients sont $\alpha = 0.539$ et $\beta = -0.1525$.

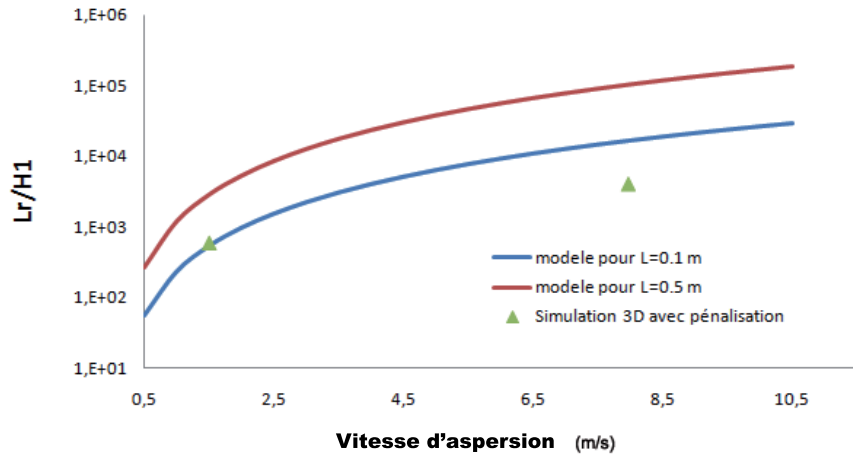


FIGURE 5.17 – Comparaison entre le modèle 5.23 du ressaut avec le nombre de Reynolds et les simulations 3D avec la pénalisation du cylindre avec une largeur de bande de 0.1m

Dans ce chapitre, nous avons observé que les écoulements s'effectuant au voisinage de l'emprise modifient peu le film préexistant créé lors du Plate Out. Cependant une analyse plus fine de la zone emprise où l'inversion de phase de l'émulsion s'effectue doit être menée pour comprendre si cette inversion est sensible aux effets hydrodynamiques ou à la chimie.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

L'objectif de cette thèse était de proposer une approche de modélisation et de simulation pour la modélisation à petite échelle des écoulements multiphasiques dans les procédés de laminage. En particulier, les objectifs industriels consistaient à déterminer l'épaisseur d'huile sur la tôle de laminage en fonction de différents paramètres d'entrée précédemment exposés dans les deux systèmes de lubrification (Plate Out et les écoulements macroscopiques). De ce fait, des outils de simulation numérique permettant d'étudier les écoulements multiphasiques incompressibles ou faiblement compressibles de fluides non miscibles sans changement de phase ont été construits.

La méthodologie développée devait pouvoir prendre en compte aussi bien les fortes disparités des caractéristiques physiques des fluides que les forces de tension superficielle, les déformations importantes de la surface de contact des fluides et les ruptures ou les coalescences éventuelles de l'interface.

Le choix s'est porté sur la résolution des équations du mouvement avec un modèle 1-fluide, un modèle de ligne triple et un modèle de mouillabilité afin de résoudre correctement les forces capillaires. Une technique de lissage d'interface a été implémentée et validée pour optimiser les modèles capillaires.

L'approximation temporelle et spatiale du modèle 1-fluide nécessite une vigilance sur les discontinuités de la masse volumique et de la viscosité à travers l'interface et sur les tensions superficielles. Lors de ce travail de recherche, nous avons utilisé une méthode développée au laboratoire TREFLE¹ : la méthode du lagrangien augmenté, couplée à des schémas VOF-

1. L'intégralité des méthodes numériques et des modèles physiques développés ou utilisés dans cette thèse sont définis dans les cahiers de développement et théorique du code de calcul Thétis du laboratoire TREFLE, ainsi que les différentes validations du code de calcul.

PLIC. Cette méthode permet de discrétiser le système des équations du mouvement par une approche conservative du type Volume Finis.

La réalisation et la compréhension du problème industriel se sont déroulées en plusieurs étapes. Nous avons initialement décomposé le système de lubrification en deux parties.

La première partie a consisté à simuler l'aspersion de la tôle par une émulsion et à déterminer la quantité d'huile se déposant sur celle-ci et les paramètres essentiels à la maîtrise du procédés de lubrification dite en application directe. La deuxième partie concernait l'écoulement au voisinage de l'emprise, le but de ce travail était de déterminer la distance de retour du fluide de refroidissement des cylindres vers la zone d'aspersion et les perturbations amenées par cet écoulement sur le film d'émulsion existant. Pour cela, l'implémentation des modèles de ligne triple et de mouillabilité et leurs validations face aux expériences existantes furent des étapes nécessaires dans la résolution d'un problème physique plus complexe.

Ces modèles de forces capillaires sont basés sur la courbure pour calculer précisément cette dernière et un outil numérique de lissage d'interface a été réalisé. Nous avons comparé cette méthode à d'autres méthodes d'interface et il en ressort que l'avantage de celle-ci réside dans sa capacité à calculer précisément la courbure de l'interface pour les modèles de mouillabilité et de ligne triple.

Sur le plan industriel, dans la première étude menée sur le Plate Out, nous avons validé nos simulations par rapport à des essais industriels. Ensuite, nous avons ciblé les différents paramètres d'entrée du procédé. La variation de ces paramètres (vitesse de tôle, débit d'aspersion, concentration...) a permis de comprendre la déposition de l'huile sur la tôle de laminage. Un modèle de Plate Out (figure 6.1) a été proposé en fonction de la concentration en huile, de la vitesse de laminage et de la vitesse d'aspersion.

La deuxième partie a subi plusieurs essais numériques avec premièrement une technique de pénalisation au premier ordre du cylindre de laminage couplée avec le modèle de mouillabilité (figure 6.2). Cette étude étant très coûteuse en temps, en ressource de calcul et sensible numériquement à cause de la fragmentation des interfaces.

De ce fait, un modèle simplifié (figure 6.3) du procédé de type ressaut hydraulique a été mis en place toujours par une simulation VOF 3D.

A partir de ce modèle simplifié et en y ajoutant les forces de frottement, nous avons proposé un modèle global permettant d'estimer une longueur de retour du fluide vers la zone de Plate Out. Ce modèle dépend du nombre de Reynolds, du nombre de Froude et de la hauteur de film d'émulsion initiale. Il résulte de cette étude que le film initial d'émulsion

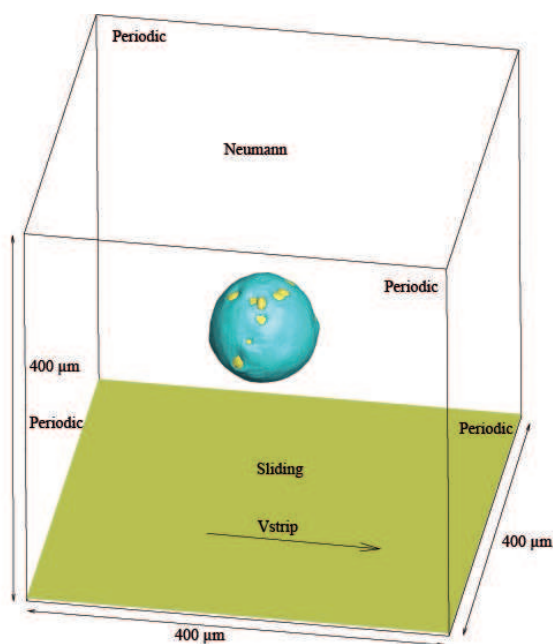


FIGURE 6.1 – Conditions limites de la simulation numérique 3D du Plate Out

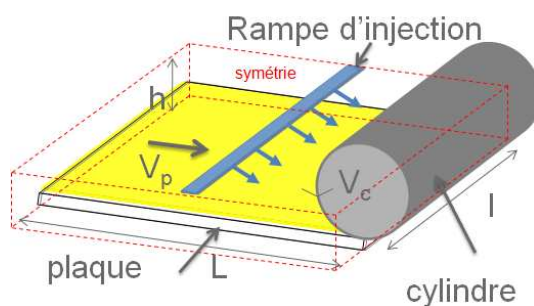


FIGURE 6.2 – Modélisation du l'étude des écoulements macroscopiques avec V_p la vitesse de laminage, h la hauteur du domaine de calcul, l la largeur d'une demi-tôle (condition de symétrie) et L longueur de plaque

n'est pas remélangé par cet écoulement retour mais une analyse plus fine doit être réalisée dans la zone du convergent du système où le modèle de Cassarini débute.

L'analyse globale du système de lubrification d'un point de vue hydrodynamique montre que ce système est sensible aux vitesses d'aspersion dans son ensemble. Nous en concluons

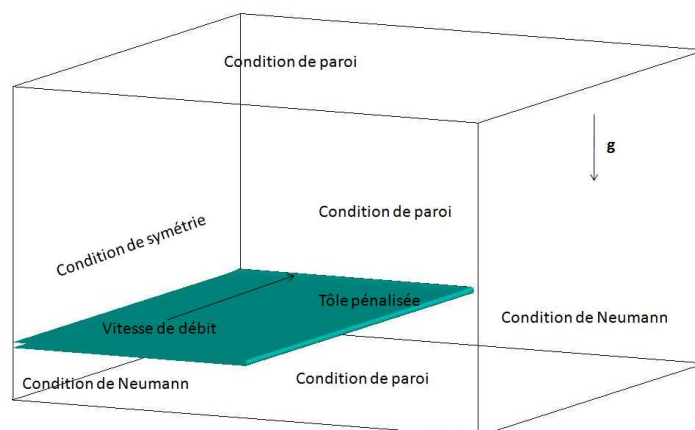


FIGURE 6.3 – Représentation de la modélisation des écoulements au voisinage de l'emprise de type ressaut hydraulique.

pour le système global, dans un premier temps que la déposition d'huile dans la zone Plate Out dépend du rapport entre la vitesse d'impact et la vitesse de laminage (confidentiel). La concentration évolue linéairement sur une échelle logarithmique, ainsi il est préférable d'avoir une concentration en huile dans l'émulsion la plus importante possible tout en respectant la stabilité des émulsion pour favoriser la déposition. Ensuite, le transport de l'émulsion jusqu'à l'emprise n'aide pas à la déposition où les gouttes d'huile se situant loin de la tôle tendent vers l'interface eau/air. Enfin, dans la zone des écoulements macroscopiques devant les cylindres de travail, il a été montré que l'écoulement retour dépend du débit d'aspersion et de la largeur de tôle, plus la largeur est grande plus les effets des débits latéraux diminuent. De plus, l'aspersion sur les cylindres ne modifie pas les premières couches d'huile déposées par la Plate Out.

Les perspectives des travaux menés dans cette thèse sont dans un premier temps, sur la partie fondamentale, de pénaliser la courbure à l'interface entre le fluide et la tôle plutôt que les valeurs de la VOF lissée. L'idée serait de transformer l'angle de contact en une courbure entre le fluide et la surface. Dans un second temps, sur les points industriels, il serait intéressant de comprendre la réaction de la goutte d'émulsion face aux effets aérodynamiques avant impact sur la tôle et de mettre en lumière l'influence de la chimie en effectuant des impacts de gouttes d'émulsion à très faible vitesse. Enfin, pour les écoulements macroscopiques en amont de l'emprise, une étude microscopique du cisaillement des gouttelettes d'huile serait intéressante pour prédire la concentration dynamique. Tous ces points sont actuellement en

cours d'étude. Un prolongement intéressant de ce travail serait aussi de développer l'analyse des écoulements multiphasiques lorsque le système de refroidissement des cylindres est opposé à la gravité, correspondant aux faces inférieures des tôles.

Chapitre 7

Annexes

Note sur l'écoulement dans l'emprise - détermination de l'épaisseur du fluide en sortie de l'emprise

7.1 Solution analytique

Le problème posé est : quelle est l'épaisseur du fluide sortant de l'emprise en fonction de la vitesse de la plaque ?

Pour y répondre, il faut dans un premier temps déterminer la vitesse moyenne et maximale dans l'emprise. Puis, corréler l'épaisseur du fluide en fonction de l'entrefer et de la vitesse moyenne. Pour cette étude, nous posons les hypothèses suivantes :

- le cylindre et la plaque ont une surface lisse
- le couplage fluide-structure n'est pas pris en compte
- l'écoulement est en régime de Stokes
- l'écoulement est monophasique
- le fluide est incompressible

Le cylindre et la plaque sont supposés indéformables. L'écoulement est en régime de Stokes donc les effets visqueux sont prépondérants devant les effets inertiels. Ainsi les équations de Navier-Stokes sont simplifiées de la façon suivante :

$$\nabla P = \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u})] \quad (7.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (7.2)$$

$$(7.3)$$

Où P est la pression, μ est la viscosité dynamique et u la vitesse.

En intégrant deux fois, le profil de vitesse, qui dépend de y dans l'entrefer, est :

$$u(x, y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y^2 + Cy + D \quad (7.4)$$

Afin de déterminer les coefficients C et D , les conditions limites (figure 7.1) sont les suivantes :

$$y = h_0 : \text{ on a } u(x, y) = U_c \quad (7.5)$$

$$y = 0 : \text{ on a } u(x, y) = U_p \quad (7.6)$$

Où U_c est la vitesse du cylindre, U_p est la vitesse de la plaque et h_0 est la hauteur de l'entrefer.

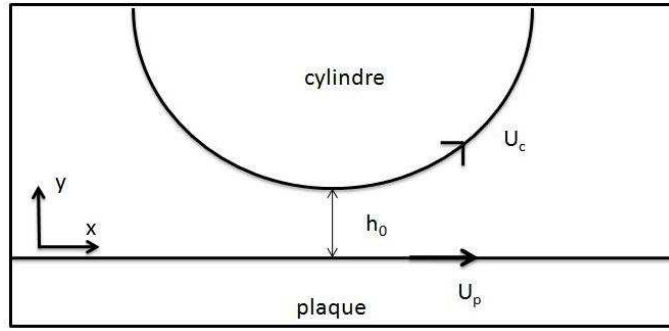


FIGURE 7.1 – schéma présentant le cas d'étude

Ainsi, après détermination de C et D , le profil de vitesse devient :

$$u(x, y) = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} y^2 + \left(\frac{(U_c + U_p)}{h_0} - \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0 \right) y + U_p \quad (7.7)$$

L'intégration de la vitesse sur l'épaisseur de l'entrefer permet d'obtenir la vitesse moyenne V_{moy} de l'écoulement :

$$V_{moy} = \frac{1}{h_0} \int_0^{h_0} u(x, y) dy = \frac{1}{6\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0^2 + \frac{U_c + U_p}{2} - \frac{1}{4\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0^2 + U_p \quad (7.8)$$

$$(7.9)$$

$$\text{donc : } V_{moy} = \frac{1}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0^2 + \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.10)$$

A partir de la thèse de Cassarini [19], dans le cas monophasique d'un cylindre au contact d'un plan, le problème peut être simplifié en assimilant le cylindre à une parabole donc la hauteur d'entrefer en tous points de x vaut $h(x) = h_0 + R - \sqrt{R^2 - x^2}$ qui devient $h(x) = h_0 + \frac{x^2}{2R}$. Selon les hypothèses citées précédemment, l'équation différentielle à résoudre est l'équation de Reynolds :

$$V_{moy} \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \quad (7.11)$$

Comme le cylindre est assimilé à une parabole, l'hypothèse de ménisque à l'infini peut être posée, ainsi les conditions limites sur la pression sont les suivantes :

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} P = \lim_{x \rightarrow +\infty} P = 0 \quad (7.12)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \frac{\partial P}{\partial x} = \lim_{x \rightarrow +\infty} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (7.13)$$

D'où, à partir de (7.11) le champ de pression dans l'emprise est donné selon l'équation suivante :

$$P(x) = -4\mu V_{moy} \frac{x}{(h_0 + \frac{x^2}{2R})^2} \quad (7.14)$$

R étant le rayon du cylindre.

La solution de la dérivée de l'équation de la pression (7.14) selon x est mise dans l'équation de la vitesse moyenne (7.10) :

$$V_{moy} = \frac{1}{12\mu} \frac{4\mu V_{moy}}{h_0^2} h_0^2 + \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.15)$$

$$(7.16)$$

$$\text{donc : } V_{moy} = \frac{3}{2} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.17)$$

Étant en régime de Stokes avec un écoulement de Poiseuille, la vitesse maximale (V_{max}) a la forme suivante :

$$V_{max} = \frac{3}{2} V_{moy} = \frac{9}{4} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.18)$$

Si le cas d'un cylindre déformable est considéré alors la géométrie d'écoulement devient un canal plan de longueur L . Si $L \gg h_0$, alors l'écoulement de Poiseuille donne les résultats suivants :

$$V_{moy} = \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.19)$$

$$V_{max} = \frac{3}{2} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.20)$$

7.2 Résultats et Interprétations

Dans notre problème, la vitesse de cylindre et la vitesse de plaque sont identiques à $10m/s$. Dans le cas du cylindre indéformable, la vitesse moyenne est de $15m/s$ et la vitesse maximale est de $22.5m/s$. Dans le cas du cylindre déformable, la vitesse moyenne est de $10m/s$ et la vitesse maximale est de $15m/s$.

D'après les équations (7.17,7.18,7.20), les vitesses du fluide sont indépendantes de ces caractéristiques. Connaissant les vitesses dans l'emprise, le débit (Q) est déterminé et ainsi par l'hypothèse de conservation du débit (7.22), l'épaisseur du fluide (e) en sortie en est déduite :

$$Q = V_1 \cdot S_1 = V_2 \cdot S_2 \quad (7.21)$$

$$V_{moy} h_0 = \frac{U_c + U_p}{2} e \quad (7.22)$$

Le problème posé était quelle est l'épaisseur du fluide sortant de l'emprise en fonction de la vitesse de la plaque ? La réponse est donnée par l'équation suivante :

$$e = h_0 - \frac{2}{U_c + U_p} \frac{1}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0^3 \quad (7.23)$$

L'épaisseur du fluide sur la plaque dépend de la mouillabilité du cylindre : si celui-ci est aussi mouillant que la plaque alors l'épaisseur sur la plaque (e_p) sera égale à la moitié de l'épaisseur (e) par hypothèse de conservation de masse, $e = e_c + e_p$; dans le cas contraire, $e_p \simeq e$. Ces résultats sont résumés dans la figure 7.2.

D'après les données fournies par ArcelorMittal (figure 7.3), en supposant que le cylindre avance à la même vitesse que la plaque, alors l'équation (7.23) est vérifié pour les vitesses 180 et 350 m/min : en effet on remarque que e_p reste à peu près constant si la vitesse varie sans changer l'entrefer, $e_p \simeq h_0$. Par contre la vitesse à 450 m/min ne vérifie pas l'équation (7.23) si on garde le h_0 initial. Il est possible qu'à ce régime de vitesse, le cylindre se déforme en augmentant l'entrefer.

7.3 Synthèse

Profil de vitesse dans l'emprise pour un cylindre indéformable :

$$V_{moy} = \frac{3}{2} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.24)$$

$$V_{max} = \frac{9}{4} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.25)$$

Profil de vitesse dans l'emprise pour un cylindre déformable :

$$V_{moy} = \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.26)$$

$$V_{max} = \frac{3}{2} \frac{U_c + U_p}{2} \quad (7.27)$$

Épaisseur de fluide en sortie de l'emprise en fonction de la vitesse de bande et de l'entrefer :

$$e = h_0 - \frac{2}{U_c + U_p} \frac{1}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} h_0^3 \quad (7.28)$$

<i>cylindre</i>	deformable	non deformable
moillant	$e_p = 0,5 h$	$e_p = 0,5 h_0$
non moillant	$e_p = h$	$e_p = h_0$

FIGURE 7.2 – tableau récapitulatif sur l'épaisseur, h_0 épaisseur entrefer fixé, h épaisseur entrefer variable au cours du temps

Vitesse bande (m/min)	Débit déposé sur la bande (l/min)	Epaisseur déposée par face (μm)
180	0,55	1,69
350	1,2	1,89
450	2,2	2,70

FIGURE 7.3 – données ArcelorMittal

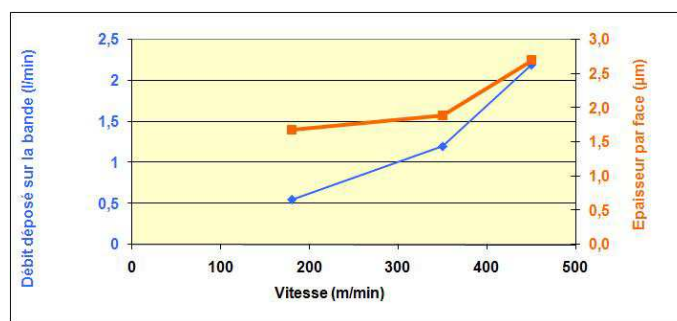


FIGURE 7.4 – courbes de débit et épaisseur en fonction de la vitesse de bande

Bibliographie

- [1] P. Angot. *Contribution à l'étude des transferts thermiques dans des systèmes complexes aux composants électroniques*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 1989.
- [2] P. Angot, C.H. Bruneau, and P. Fabrie. A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flow. *Num. Math.*, 81 :497–520, 1999.
- [3] E. Arquis and J.P. Caltagirone. Sur les conditions hydrodynamiques au voisinage d'une interface milieu fluide-milieu poreux : applications à la convection naturelle. *C.R.Acad.Sci. Paris*, 299(1),Série II :1–4, 1984.
- [4] E. Barneer and J. Mizrahi. On effective viscosity of kiquid-liquid dispersions. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*
- [5] G.K. Batchelor. An introduction to fluid dynamics. *Cambridge university press*, page 366, 1967.
- [6] T. Bonometti. *Developpement d'une méthode de simulation d'écoulements à bulles et à gouttes*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [7] T. Bonometti and J. Magnaudet. An interface capturing method for incompressible two-phase flows. validation and application to bubble dynamics. *Int. J. of Multiphase Flow*, 33 :109–133, 2007.
- [8] J.U. Brackbill, D.B. Kothe, and C. Zemath. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of computational physic*, 100 :335–354, 1992.
- [9] J. Breil. *Modélisation du remplissage en propergol de moteur de propulsion solide*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2001.
- [10] M. Bussmann, S. Chandra, and J. Mostaghimi. On a three-dimensional volume tracking model of droplet impact. *Physic of Fluids*, 11 :1406–1417, 1999.
- [11] M. Bussmann, S. Chandra, and J. Mostaghimi. Modeling the splash of a droplet impacting a solid surface. *Physic of Fluids*, 12 :3121–3132, 2000.

- [12] J.P. Caltagirone and B. Breil. Sur une méthode de projection vectorielle pour la résolution des équations navier-stokes. *C.R. Acad. Sci.*, 327 :1179–1184, 1999.
- [13] J.P. Caltagirone, K. Khadra, and P. Angot. Sur une méthode de raffinement local multigrille pour la résolution des équations navier-stokes. *C.R. Acad. Sci.*, 320 :295–302, 1995.
- [14] J.P. Caltagirone, S. Vincent, and C. Caruyer. A multiphase compressible model for the simulation of multiphase flow. *In correction to Computers and Fluids*, 2010.
- [15] J.P. Caltagirone, S. Vincent, and R. Guillaument. A new numerical method for handling wetting effects in vof approaches. *In writting*, 2010.
- [16] A. Cambiella, J.M. Benito, C. Pazos, and J. Coca. Interfacial properties of oil-in-water emulsions designed to be used as metalworking fluids. *Colloids and Surfaces A*, 305 :112–119, 2007.
- [17] A. Cambiella, J.M. Benito, C. Pazos, J. Coca, A. Hernandez, and J.E. Fernandez. Formulation of emulsifiable cutting fluids and extreme pressure behaviour. *J. Mater. Process. Technol.*, 184 :139–145, 2006.
- [18] A. Cartellier. Strong coupling in laminar bubbly flows and related modeling issues. *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division*, 257, Issue 1A :671–672, 2002.
- [19] S. Cassarini. *Modélisation du film lubrifiant dans la zone d’entrée pour la lubrification par émulsion en laminage à froid*. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris, Cemef, 2007.
- [20] O. Cazarez, D. Montoya, A.G. Vital, and A.C. Bannwart. Modeling of three phase heavy oil water gas bubbly flow in upward vertical pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, **36** :439–448, 2010.
- [21] H. Chanson. Current knowledge in hydraulic jumps and related phenomena. a survey of experimental results.
- [22] H. Chanson. Bubbly two-phase flow in hydraulic jumps at large froude numbers. *ASCE Journal of hydraulic Engineering*, 2010.
- [23] A.J. Chorin. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Math. Comput.*, 22 :745–762, 1968.
- [24] F. Couderc. *Développement d’un code de calcul pour la simulation d’écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d’un jet liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2007.

-
- [25] R.C. Cox. Inertial and viscous effects on dynamic contact angles. *J. Fluid Mech*, 357 :249–278, 1998.
- [26] J. Cranga. *simulation numérique direct des écoulements di-tri phasiques engendrés par l'injection de bulles dans un bain de métal liquide*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [27] C. Damazzonie. Génération mécanique des émulsions. *Oil and gas science and technology*, Rev. IFP 55,n°3 :281–305, 2000.
- [28] Malcolm R. Davidson. Spreading of an inviscid drop impacting on a liquid film. *Chemical Engineering Science*, 57 :1639–1647, 2002.
- [29] P.G. DeGennes. Progression d'un agent de coalescence dans une émulsion. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t.326 Série II b :331–335, 1998.
- [30] P.G. DeGennes, F. Brochard Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles, et ondes*. Belin, 2005.
- [31] J.M. Delhay. Jump conditions and entropy sources in two-phase systems local instant formulation. *Int. J. Multiphase Flow*, 1 :395–409, 1974.
- [32] T.A. Dow. A rheology model for oil-in-water. *Technical paper n° MS77-339, Society of manufacturing engineers, Dearborn*, 1977.
- [33] D. Dowson and G.R. Higginson. Elastohydrodynamic lubrication - fundamentals of roller and gear lubrication. *Pergamon Press*, 1966.
- [34] I.S. Duff, P.R. Amestoy, and J.-Y. L'Excellent. Multi-frontal parallel distributed symmetric and unsymmetric solvers. *Comput. Methods in Appl. Mech. Eng.*, 184 :501–520, 2000.
- [35] J.B. Dupont and D. Legendre. Numerical simulation of static and sliding drop with contact angle hysteresis. *J. Comp. Physics*, 229 :2453–2478, 2010.
- [36] J.B. Dupont, D. Legendre, and A.M. Morgante. Simulation numérique de l'hystérésis du mouillage d'une goutte sur une paroi. *CFM*, 2007.
- [37] E.B. Dussan. The moving contact line : the slip boundary condition. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 11 :371–400, 1979.
- [38] A. Einstein. Eine neue bestimmung der molekuldimensionen. *Ann. Phys.*, 19 :289–306, 1906.
- [39] J. Fabre and D. Legendre. *Ecoulements diphasiques*. Cours.

-
- [40] R.P. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman, and S. Osher. A non-oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows. *J. Comput. Phys.*, 152 :457–492, 1999.
 - [41] J.F. Figue. *Modélisation numérique des écoulements compressibles en milieu poreux. Application à la détente de Joules-Thompson*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 1996.
 - [42] D.E. Finlow, P. R. Kota, and A. Bose. Investigation of wetting hydrodynamics using numerical simulations. *Phys. Fluids*, 8 :302–309, 1996.
 - [43] M. Fortin and R. Glowinski. *Méthodes de lagrangien augmenté. Application à la résolution numérique de problèmes aux limites*. Dunod, 1982.
 - [44] H. Fujimoto, Y. Shiotani, and A.Y. Tong. Three-dimensional numerical analysis of the deformation behavior of droplets impinging onto a solid substrate. *International Journal of Multiphase Flow*, **33** :317–332, 2007.
 - [45] J. Fukai, Y. Shiba, T. Yamamoto, O. Miyatake, D. Poulikakos, C.M Megaridis, and Z. Zhao. Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat srface : Experiment and modeling. *Phys. Fluids*, 7 :236–247, 1995.
 - [46] K. Goda. A multistep technique with implicit difference schemes for calculating two or three dimensionnal caity flow. *J. Comput. Phys.*, 30 :76–95, 1979.
 - [47] D. Gueyffier and S. Zaleski. Formation de digitations lors d’un impact d’une goutte sur un film liquide. *C.R.Acad.Sci*, I Ib, 1999.
 - [48] R. Guillaument and D. Reungoat. Fluorescent tracking and ptv for particles velocity and concentration profiles in suspension tube flow. *ISFV13 - 13th International Symposium on Flow Visualization*, , 2008.
 - [49] R. Guillaument, S. Vincent, J.P. Caltagirone, and J. Duclos. Modélisation 1-fluide de l’angle de contact et de la ligne triple. application à l’impact d’une goutte d’émulsion sur une paroi. *19 ème Congrès Français de Mécanique*, 2009.
 - [50] R. Guillaument, S. Vincent, J.P. Caltagirone, M. Laugier, and P. Gardin. A new volume of fluid model for modeling wetting effects. application to the impact of emulsion o/w droplets on a moving plate. *7th International Conference on Multiphase Flow*, 2010.
 - [51] R. Guillaument, S. Vincent, M. Laugier, and P. Gardin. Plate-out modelling for cold rolling system lubricated with o/w emulsion. *4th International Conference on Tribology in Manufacturing Processes*, 2010.

-
- [52] B.J. Hamrock and D. Dowson. Isothermal elasto-hydrodynamic lubrication of point contact. *J. Lubr. Technol.*, 98 :223–229, 1976.
- [53] D.J.E. Harvie and D.F. Fletcher. A new volume of fluid advection algorithm : the stream schemes. *J. Comput. Phys.*, **162** :1–32, 2000.
- [54] C.W. Hirt and B.D. Nichols. Volume of fluid (vof) methods for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.*, **39** :201–225, 1981.
- [55] R.L. Hoffman. A study of the advancing interface, i. interface shape in liquid-gas systems. *J. Colloid Interface Science*, 50 :228–241, 1975.
- [56] H.G. Hornung, C. Willert, and S. Turner. The flow field downstream of a hydraulic jump. *Journal of Fluid Mechanics*, 287 :299–316, 1995.
- [57] A. Iafrati. Numerical study of the effects of the breacking intensity on wave breacking flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 622 :371–411, 2009.
- [58] I. Kataoka. Local instant formulation of two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flows*, **12**(5) :745–758, 1986.
- [59] K. Khadra, S. Parneix, P. Angot, and J.P. Caltagirone. Fictitious domain approach for numerical modelling of navier-stokes equation. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **34** :651–684, 2000.
- [60] B. Lafaurie, C. Nardonne, R. scardovelli, S. Zaleski, and G. Zanetti. modelling merging and fragmentation in multiphase flow with surfer. *J. Comput. Phys.*, 113 :134–147, 1994.
- [61] F. Leal-Calderon, V. Schmitt, and J. Bibette. *Emulsion Science*. 2007.
- [62] P.Y. Liju, R. Machane, and A. Cartellier. Surge effects during the water exit of an axisymétric body traveling normal to plane interface : experiments and bem simulation. *Experiments In Fluids*, 31 :241–248, 2001.
- [63] P. Liovic and D. Lakehal. Multi-physics treatment in the vicinity of arbitrarily deformable gas-liquid interfaces. *J. Comput. Phys.*, **222**(2) :504–535, 2007.
- [64] M.S. Longuet-Higgins. Capillary rollers and bores. *Journal of Fluid Mechanics*, 240 :659–679, 1992.
- [65] J. Lopez, J. Hernandez, P. Gomez, and F. Faura. A volume of fluid method based on multidimensional advection and spline interface reconstruction. *J. Comput. Phys.*, **195** :718–742, 2004.

- [66] J. Lopez, J. Hernandez, P. Gomez, and F. Faura. An improved plic-vof method for tracking thin fluid structures in incompressible two-phase flows. *J. Comput. Phys.*, **208** :51–74, 2005.
- [67] Siddhartha F. Lunkad, Vivek V. Buwa., and K.D.P. Nigam. Numerical simulations of drop impact and spreading on horizontal and inclined surfaces. *Chemical Engineering Science*, 2007.
- [68] M. Maglio and D. Legendre. Numerical simulation of drop-wall interaction : sliding and coalescence. *7th International Conference on Multiphase Flow*, 2010.
- [69] J. Magnaudet. Simulation d'écoulements en présence d'interfaces. In *Lecture Notes, Ecole de Printemps de Mécanique des Fluides Numérique*, 1997.
- [70] F. Marche. Derivation of a new two-dimensional viscous shallow water model with varying topography, bottom friction and capillary effects. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, **26** :49–63, 2007.
- [71] N. Marsault. *Modélisation du régime de lubrification mixte en laminage à froid*. PhD thesis, Ecole des Mines de Paris, Cemef, 1998.
- [72] P. Montmitonnet. Modélisation du contact lubrifié - exemple de la mise en forme des métaux. *Mec. Ind.*, **1** :621–637, 2000.
- [73] N. Mourougou-Candoni, B. Prunet-Foch, F. Legay, M. Vignes-Adler, and K. Wong. Influence of dynamic surface tension on the spreading of surfactant solution droplets impacting onto low surface energy solid substrate. *Journal of colloid and interface science*, **192** :129–141, 1997.
- [74] M.RatoiSalagean, H.A. Spikes, and H.L. Rieffe. Optimizing film formation by oil in water emulsion. *Tribology Transaction*, **40** :569–578, 1997.
- [75] C.H.R. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea. Droplet-wall collisions : experimental studies of the deformation and breakup process. *Int. J. Multiphase Flow*, **21** :151–173, 1995.
- [76] F. Murzyn, D. Mouaz, and J.R. Chaplin. Air-water interface dynamic and free surface features in hydaulic jump. *Journal of hydraulic Res.IAHR*, **45** :679–685, 2007.
- [77] F. Murzyn, D. Mouaze, and J.R. Chaplin. Optical fibre probe measurements of bubbly flow in hydraulic jumps. *Int. J. Multiphase Flow*, **31** :141–154, 2005.
- [78] Sunitha Nagrath, Kenneth Jansen, Richard T. Lahey Jr., and Iskander Akhatov. Hydrodynamic simulation of air bubble implosion using a level set approach. *J. Comput. Phys*, **215** :98–132, 2006.

-
- [79] T. Nakahara, T. Makino, and K. Kyogoku. Observations of liquid droplet behavior and oil film formation in o/w type emulsion lubrication. *Transaction of ASME*, 110 :348–353, 1988.
- [80] J. F. Olivier and S.G. Mason. Micro-spreading studies on rough surfaces by scanning electron microscopy. *J. Colloid Interface Science*, 60 :480–487, 1977.
- [81] S. Osher and J. Sethian. Fronts propagating with curvature dependant speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *J. Comput. Phys*, 79 :12–49, 1988.
- [82] S.V. Patankar. Numerical heat transfert and fluid flow. *Series in computational methods in mechanics and thermal sciences*, Hermisphere publishing corporation, 1980.
- [83] G. Pianet, S Vincent, J. Leboi, J.-P. Caltagirone, and M. Anderhuber. Simulating compressible gas bubbles with a smooth volume tracking 1-fluid method. *Int. J. Mult. Flow*, 36 :273–283, 2010.
- [84] B. Prunet-Foch, F. Legay, M. Vignes-Adler, and C. Delmotte. Impacting emulsion drop on steel plate : influence of the solide substrate. *Journal of colloid and interface science*, 199 :151–168, 1997.
- [85] E.G. Puckett, A.S. Almgren, J.B. Bell, D.L. Marcus, and W.J. Rider. A high-order projection method for tracking fluid interfaces in variable density incompressible flows. *J. Comput. Phys.*, **130** :269–282, 1997.
- [86] E.G. Puckett, A.S. Almgren, J.B. Bell, D.L. Marcus, and W.J. Rider. Reconstructing volume tracking. *J. Comput. Phys.*, **141** :112–152, 1998.
- [87] A. Ragouillaux. *Etude rhéophysique de systèmes émulsions inverses / argile organophile. Applications aux boues de forage pétrolier*. PhD thesis, Université PIERRE et MARIE CURIE, 2007.
- [88] O. Reynolds. On the theory of lubrication and its applications to mr beauchamp tower’s experiments including an experimental determination of olive oil. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 177 :157–234, 1886.
- [89] J.B. Ritz and J.P. Caltagirone. A numerical continuous model for the hydrodynamics of fluid particles systems. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **30** :1067–1090, 1999.
- [90] Alberto Romero, Felipe Cordobés, Maria Cecilia Puppo, Antonio Guerrero, and Carlos Bengoechea. Rheology and droplet size distribution of emulsions stabilized by crayfish flour. *Food Hydrocolloids*, 22 :1033–1043, 2008.

-
- [91] A. Sarthou. *Méthodes de domaines fictifs pour les équations elliptiques et de Navier-Stokes. Application au couplage fluide-structure*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2009.
 - [92] A. Sarthou, S. Vincent, P. Angot, and J.P. Caltagirone. The sub-mesh-penalty method. *Finite Volumes for Complex Applications V*, pages 633–640, 2008.
 - [93] R. Scardovelli and S. Zaleski. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Ann. Review Fluid Mech.*, **31** :567–603, 1999.
 - [94] R. Scardovelli and S. Zaleski. Interface reconstruction with least-square fit and split eulerian-lagrangian advection. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, **41** :251–274, 2003.
 - [95] S. Scheu and W.R.D. Wilson. Mixed lubrication of strip rolling. *STLE Tribology Transaction*, 37, 1994.
 - [96] C. Shen and D.W. Ruth. Experimental and numerical investigations of the interface profile close to a moving contact line. *Physics of Fluids*, 10 :789–799, 1998.
 - [97] S. Shin and D. Jurie. high order level contour reconstruction method. *Journal of Mechanical Science and Thecnology*, 21 :311–326, 2007.
 - [98] S. Sikalo, C. Tropea, and E.N. Ganic. Impact of droplets onto inclined surfaces. *Journal of colloid and interface science*, **286** :661–669, 2005.
 - [99] P.D.M. Spelt. A level-set approach for simulations of flows with multiple moving contact lines with hysteresis. *J. Comput. Phys.*, 207 :389–404, 2007.
 - [100] H.A. Spikes. Wear and fatigue problems in connection with water-based hydraulic fluids. *Jour. Synth. Lubr.*, 4 :115–135, 1987.
 - [101] A.Z. Szeri. On the flow of emulsions in tribological cobntact. *Wear*, pages 353–364, 2000.
 - [102] P. Trontin. *Développement d’une approche de type LES pour la simulation d’écoulements diphasiques avec interface. Application à l’atomisation primaire*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2009.
 - [103] P.G. Tucker and Z. Pan. A cartesian cut cell method for incompressible viscous flow. *Applied Mathematical Modelling*, 24 :591–606, 2000.
 - [104] S. Vincent and J.P. Caltagirone. Efficient solving method for unsteady incompressible interfacial flow problems. *Int. J. Numer. Meth. fluids*, **30** :795–811, 1999.
 - [105] S. Vincent and J.P. Caltagirone. A one cell local multigrid method for solving unsteady incompressible multiphase flows. *J. Comput. Phys.*, **163** :172–215, 2000.

-
- [106] S. Vincent, J.P. Caltagirone, P. Lubin, and T.N. Randrianarivelo. An adaptative augmented lagrangien method for three-dimensional multi-material flows. *Comput. Fluids*, **33** :1273–1289, 2004.
- [107] S. Vincent, T.N. Randrianarivelo, G. Pianet, and J.P. Caltagirone. Local penalty methods for flows interacting with moving solids at high reynolds numbers. *Comput. Fluids*, **36** :902–913, 2007.
- [108] H. D. V. Vorst. Bi-cgstab : a fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear system. *SIAM Journal on Scientific ans Statistical Computing*, 13 :631–644, 1992.
- [109] P. Walstra. Formation of emulsion. *encyclopedia of emulsion technology*, 1 :57–127, 1983.
- [110] M.J. Wang, F.H. Lin, J.Y. Ong, and S.Y. Lin. Dynamic behaviors of droplet impact and spreading - water on glass and paraffin. *Colloids and surface A : Physicochemical and Engineering aspect*, **339** :224–231, 2009.
- [111] C. Weiss. The liquid deposition fraction of sprays impinging vertical wall and folling films. *Int. J. Multiphase Flow*, 31 :115–140, 2005.
- [112] D.A. Weiss and A.L. Yarin. Single drop impact onto liquid films : neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. *J. Fluid Mech.*, 385 :229–254, 1999.
- [113] W.R.D Wilson, Y. Sakaguchi, and S.R. Schmid. A mixed flow model for lubrication with emulsions. *Tribology Transactions*, 37 :543–551, 1994.
- [114] W.R.D. Wilson and J.A. Walomit. An isothermal hydrodynamic lubrication theory for strip rolling with front and back tensions. *Tribology Convention*, 385 :169–172, 1971.
- [115] Nianxi Yan and Jacob H. Masliyah. Characterization and demulsification of solids-stabilized oil-in-water emulsions part 1. partitioning of clay particles and preparation of emulsions. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 96 :229–242, 1995.
- [116] H.H. Yeh. Vorticity generation mechanisms in bores. *Proc. R. Soc. Lond.*, 432 :215–231, 1991.
- [117] D.L. Youngs, K.W. Morton, and M.J. Baines. Time-dependant multimaterial flow with large fluid distorsion. 1982.

- [118] S. Zaleski. Computation of multiphase flow by volume of fluid and high-order front tracking methods. *Cours de l'école CEA-EDF-INRIA sur les problèmes de suivis d'interfaces*, 1999.
- [119] S. Zaleski, J. Li, and S. Succi. Two-dimensional navier-stokes simulation of deformation and breakup of liquid patches. *Physical review letters*, 75(2) :244–247, 1995.
- [120] D. Zhu, G. Briesaw, S.J. Clark, and T.J. Kasun. Elastohydrodynamic lubrication with o/w emulsion. *ASME J.Tribol*, 116 :310, 1994.