

Etude de la coalescence dans les rampes de spray : application au système d'aspersion des Réacteurs à Eau Pressurisée

Christophe RABE
Janvier 2009
ISRN/IRSN-2009-116

Laboratoire d'Etudes et de Modélisation en Aérodispersion et Confinement



Système de management
de la qualité IRSN certifié

**THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Sciences Mécaniques, Acoustique et Electronique de Paris

Présentée par

M. Christophe RABE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Etude de la coalescence dans les rampes de spray : application au système d'aspersion des Réacteurs à Eau Pressurisée

Thèse soutenue le 20 janvier 2009

Jury composé de :

M.	SALIN D.	Président
M.	BERLEMONT A.	Rapporteur
M.	LAVERGNE G.	Rapporteur
M.	FEUILLEBOIS F.	Directeur de thèse
Mme.	MALET J.	Encadrante
M.	BERTHOUMIEU P.	Examineur
M.	ROTH N.	Examineur
M.	PERSONNE P.	Invité

« Nous réalisons que ce que nous accomplissons n'est qu'une goutte dans l'océan. Mais si cette goutte n'existait pas dans l'océan, elle manquerait. »

Agnes Gonxha Bojaxhiu, dite Mère Teresa

Remerciements

Mes premiers mots vont à Jeanne Malet, ingénieur à l'IRSN, qui a su me faire profiter de son expérience et de ses connaissances scientifiques dans le domaine de l'aspersion durant ces trois années de thèse. Grâce à son enthousiasme et à la confiance qu'elle m'a apportée, plusieurs collaborations ont notamment vu le jour et se sont avérées particulièrement riches tant sur le plan humain que technique. Je lui suis très reconnaissant pour m'avoir fait découvrir le monde de la recherche avec compétence et gentillesse.

Je souhaite également remercier vivement François Feuillebois, mon directeur de thèse. Ses nombreuses explications sur la physique des interfaces et les écoulements diphasiques, ainsi que le temps passé ensemble, nous ont permis de mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre les gouttes et de donner naissance aux nouveaux modèles présentés dans ce mémoire.

Ce travail n'aurait pas pu être mené à l'IRSN sans le concours de Mr Jean-Claude Laborde, responsable du Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et en Confinement (SERAC), et Mr Laurent Ricciardi, responsable du Laboratoire d'Etudes et Modélisation en Aérodispersion et Confinement (LEMAC) dont les conseils pertinents et le regard critique m'ont beaucoup apporté.

Je tiens aussi à remercier Norbert Roth, ingénieur à l'ITLR de Stuttgart, pour ses conseils sur les méthodes expérimentales ainsi que ses propositions de collaboration grâce auxquelles nous avons réussi à construire un système expérimental complet et à observer de nouveaux phénomènes.

J'ai eu la chance de profiter des connaissances de Mr Pierre Berthoumieu, ingénieur à l'ONERA de Toulouse. Son expérience et le temps qu'il m'a accordé avec sympathie ont permis de réaliser l'ensemble de nos essais en atmosphère pressurisée. Je souhaite le remercier pour son aide que j'ai particulièrement appréciée.

Je suis très reconnaissant au Professeur Gérard Lavergne de bien avoir voulu être rapporteur de cette thèse. Ce sont ses suggestions qui ont conduit à nos échanges avec l'ITLR et à nos premières expériences de collision de gouttes.

J'adresse également mes remerciements à Alain Berlemont, Directeur de Recherche au CNRS, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail de thèse.

Je sais grés à Mr Dominique Salin et Mr Pascal Personne pour s'être intéressés à mon travail et avoir accepté de faire partie du jury.

Durant cette thèse j'ai eu l'occasion d'encadrer quatre stagiaires, Benjamin Turmel, Charles Labatut, Francis N'djiki et Zine Derhoumi. Leur contact m'a beaucoup appris et je souhaite aussi les remercier de leurs efforts respectifs qui ont pleinement contribué à ce travail.

Effectuer ma thèse au sein du SERAC a été pour moi une grande chance. C'est un endroit propice à la recherche où se mêlent réflexions scientifiques et convivialité. A ce titre je remercie l'ensemble des membres du service et plus particulièrement Davide, pour sa disponibilité et sa bonne humeur, Thomas pour son aide et ses remarques légendaires, Catherine pour sa gentillesse (et pour supporter Thomas), Romaric, Victor, Sébastien et Roger pour leur aide technique bien appréciable ainsi que leurs anecdotes aussi diverses qu'épiques.

Travailler durant trois années sur un sujet aussi spécifique aurait pu se révéler décourageant mais il n'en est rien. En effet même si la curiosité scientifique a été mon principal moteur, les élucubrations (au verbe si particulier) partagées avec mon collègue de bureau (notre bocal) Philippe Nerisson ont contribué grandement à rendre ce travail agréable et parfois même un peu loufoque pour un regard extérieur... Je lui en suis très reconnaissant.

Je dois également beaucoup à ma compagne Aurélie quant à la réalisation de ce projet et à toute l'attention qu'elle y a montrée. Elle a activement participé à l'élaboration de divers algorithmes et programmes durant nos petites soirées devant le tableau, aux différentes relectures et à bon nombre d'encouragements.

J'adresse une pensée chaleureuse à tous mes amis de Paris, de Brive et d'ailleurs qui n'ont eu de cesse de me reconforter même si mon travail leur paraissait quelque peu obscur.

Enfin, cette thèse n'aurait pas pu s'écrire sans le soutien moral de ma Famille à qui je témoigne toute ma reconnaissance et mon affection.

Christophe

A Toi Aurélie,
A mes Parents,
A mon Frère,
A ma Grand-mère et mon Grand-père.

SOMMAIRE

<i>Liste des figures</i>	8
<i>Liste des tableaux</i>	15
<i>Liste des symboles</i>	16
<i>Introduction</i>	21
1 Problématique de l'aspersion dans les REP	25
1.1. Rôle de l'aspersion dans le cadre d'un hypothétique accident grave	25
1.2. Fonctionnement du système d'aspersion d'un REP.....	27
1.3. Codes de calculs IRSN simulant l'aspersion.....	29
1.3.1. ASTEC/CPA : intégration du code CASPER.....	29
1.3.2. ACACIA	31
1.3.3. TONUS	32
1.4. Physique et modélisation d'une population de gouttes	33
1.4.1. Formation d'un spray	33
1.4.2. Distribution granulométrique des gouttes.....	36
1.4.3. Méthodes de modélisation des écoulements diphasiques	38
1.4.4. Interactions entre les gouttes	39
1.5. Etudes sur le phénomène de coalescence dans les sprays	45
1.5.1. Approche purement expérimentale	45
1.5.2. Etudes expérimentales et numériques.....	46
1.6. Conclusion	49
2 Etat de l'art sur les collisions binaires	51
2.1. Mécanismes liés aux différentes issues d'une collision	52
2.1.1. Rebond.....	52
2.1.2. Coalescence	52
2.1.3. Réflexion	53
2.1.4. Etirement	54
2.1.5. Eclatement.....	55
2.2. Modèles représentatifs des transitions entre les régimes de collision	56
2.2.1. Rebond / Coalescence	56
2.2.2. Coalescence / Etirement	59
2.2.3. Coalescence / Réflexion.....	63
2.2.4. Tableau récapitulatif des principales équations des courbes frontières entre chaque régime pour des gouttelettes d'eau	65
2.3. Paramètres physiques ayant une influence sur l'issue de la collision	66
2.3.1. Propriétés du gaz et drainage du film gazeux	66
2.3.2. Propriétés du fluide	70
2.3.3. Impuretés	72
2.3.4. Température.....	73
2.3.5. Charge électrique.....	74
2.4. Dispositifs expérimentaux rencontrés	75
3 Grille d'essais et méthodes expérimentales mises en oeuvre	77
3.1. Elaboration de la grille d'essais expérimentaux en fonction de la problématique des applications réacteurs	78
3.1.1. Paramètres prépondérants.....	78
3.1.2. Grille d'essais	82
3.2. Essais en atmosphère ambiante	84
3.2.1. Réalisation du banc CollGATE	84
3.2.2. Acquisition de résultats.....	91
3.3. Essais en atmosphère air-hélium	95
3.3.1. Dispositif d'injection et de confinement du mélange air-hélium	96
3.3.2. Etalonnage du dispositif	99
3.4. Essais en atmosphère pressurisée	100

3.4.1.	Principe de l'enceinte pressurisée	101
3.4.2.	Tests préliminaires	102
3.5.	Evaluation des incertitudes liées à la mesure	105
3.5.1.	Facteurs d'erreurs liés à la mesure.....	105
3.5.2.	Etude de la propagation des incertitudes dans le calcul du nombre de Weber et du paramètre d'impact	106
4	Résultats expérimentaux	109
4.1.	Résultats en atmosphère ambiante	109
4.1.1.	Pour de faibles nombres de Weber $We_s < 120$ avec $\Delta = 1$	109
4.1.2.	Pour des nombres de Weber We_s compris entre 120 et 280 avec $\Delta = 1$	111
4.1.3.	Pour de faibles nombres de Weber $We_s < 120$ avec $\Delta \neq 1$	112
4.1.4.	Deux nouveaux régimes de collision à haut nombre de Weber $We_s > 500$	114
4.1.5.	Gouttelettes satellites.....	120
4.2.	Résultats dans les conditions d'atmosphère représentative du cas réacteur	122
4.2.1.	Résultats en atmosphère pressurisée	123
4.2.2.	Résultats en atmosphère air-hélium	130
4.2.3.	Synthèse.....	135
5	Interprétation des résultats sur la base de nouveaux modèles semi-empiriques.....	143
5.1.	Cartographie des collisions et technique de reconstruction des courbes frontières	143
5.2.	Nouveau nombre de Weber basé sur les énergies des deux gouttes	145
5.2.1.	Développement de l'expression.....	146
5.2.2.	Unification des résultats	147
5.3.	Modèle pour la courbe frontière Réflexion / Coalescence.....	154
5.4.	Modèle pour la courbe frontière Etirement / Coalescence	157
5.5.	Modèle pour la courbe frontière Réflexion / Etirement.....	161
5.6.	Comparaison des modèles proposés avec les résultats expérimentaux.....	163
5.7.	Modèle empirique pour la courbe frontière du domaine du régime de rebond	166
6	Application aux sprays	173
6.1.	Campagne expérimentale sur l'interaction entre deux sprays.....	173
6.1.1.	Dispositif expérimental et mesure PDA.....	173
6.1.2.	Caractérisation d'un spray	175
6.1.3.	Interaction entre deux sprays	178
6.1.4.	Conclusion.....	181
6.2.	Modélisation	182
6.2.1.	Modèles de collision et de coalescence retenus	183
6.2.2.	Résultats obtenus concernant l'interaction entre deux sprays.....	183
6.2.3.	Conclusion.....	188
	Conclusion	189
	Perspectives	192
	Références	193
	ANNEXES	201

Liste des figures

Figure 1. Schéma général d'une enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée munie d'un dispositif d'aspersion [76]	26
Figure 2. Couverture théorique et hypothétique par aspersion de l'enceinte d'un R.E.P 900 MWe [19].	27
Figure 3. Distribution granulométrique des gouttelettes (en pourcentage) donnée par Malet [52], obtenue avec une buse de taille réelle, à pression atmosphérique, à 20°C à 6 m de la buse.....	28
Figure 4. Calcul de l'évolution de la granulométrie d'un spray après 25 m de chute dans une enceinte de bâtiment réacteur (T = 20°C, P = 1 bar) en fonction du coefficient d'agglomération ε à l'aide du code CASPER ($\varepsilon = 1$: deux gouttes qui se rencontrent s'agglomèrent, $\varepsilon = 0$: elles rebondissent).	31
Figure 5. Classification des modes de désintégration d'un jet liquide dans un gaz (Dumouchel [22]), de gauche à droite, régime de Rayleigh, régime de fragmentation primaire, régime de fragmentation secondaire, régime d'atomisation.	35
Figure 6. Comparaison de différentes lois de distribution représentatives de la granulométrie d'un spray réel.	38
Figure 7. Nomenclature pour l'efficacité de collision [50]......	42
Figure 8. Définition géométrique de la distance δ	43
Figure 9. Valeurs extrêmes du paramètre d'impact b selon le type de collision.	44
Figure 10. Diamètre de Sauter D_{32} en fonction de la distance à la buse x ; comparaison de la mesure de Sommerfeld [96] avec le calcul sous différentes hypothèses.	47
Figure 11. Dispositif expérimental d'analyse de l'interaction entre deux sprays utilisé par Ko et Ryou [41].	48
Figure 12. Dispositif d'analyse de la forme du spray, utilisé par Ko et Ryou [41], et composé de 35 tubes échantillons.	48
Figure 13. Comparaison de mesures expérimentales et de calculs numériques selon les modèles de Ko et Ryou [41] et de O'Rourke [69] du diamètre de Sauter moyen (SMD) à 100 mm de la buse en fonction du temps d'injection.....	49
Figure 14. Courbes de transition approximative entre les différents régimes de collision de deux gouttes d'eau de diamètres identiques en atmosphère ambiante (Estrade [24])......	52
Figure 15. Rebond de gouttelettes d'éthanol, Rabe <i>et al.</i> [86] ($\Delta = 1$, $We_s = 20$, $b = 0,63$).	53
Figure 16. Coalescence de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 34$, $b = 0,24$).	53
Figure 17. Séparation par étirement de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 45$, $b = 0,56$).	54
Figure 18. Séparation par réflexion de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 33$, $b = 0,09$).	54
Figure 19. Vue de profil de la transition entre séparation par réflexion (à gauche) et éclatement (à droite) lors de collisions frontales de gouttelettes d'iso-propanol, Roth <i>et al.</i> [91]. Le nombre de Weber We de ces photos correspond au nombre de Weber We_s dans la nomenclature utilisée dans ce document.	55
Figure 20. Représentation simplifiée de la déformation maximale de deux gouttelettes lors d'un rebond.	56
Figure 21. Portions d'interaction entre les gouttes.	57

Figure 22. Influence du rapport des diamètres sur la transition coalescence/rebond dans le modèle d'Estrade [24] calculé par Post et Abraham [79]. Le régime de rebond se situe au-dessous de cette surface alors que la coalescence est au-dessus. Le nombre de Weber We utilisé ici correspond à We_s dans la nomenclature de ce document.	59
Figure 23. Représentation schématique d'une séparation par étirement, Ko et Ryou [41].	60
Figure 24. Courbes limites adoptées dans le modèle de O'Rourke et Bracco [70] présentées par Ko <i>et al.</i> [42] pour $\Delta=1$	60
Figure 25. Paramètres de caractérisation des volumes d'interaction des gouttes, Ashgriz et Poo [4].	61
Figure 26. Comparaison entre les modèles d'Ashgriz et Poo [4] et de Brazier-Smith <i>et al.</i> [10] pour la transition étirement / coalescence (a. $\Delta=1$, b. $\Delta=0,75$).	63
Figure 27. Représentation schématique d'une séparation par réflexion, Ko et Ryou [41].	64
Figure 28. Courbes limites adoptées dans le modèle de Ashgriz et Poo [4] présentées par Ko <i>et al.</i> [42] pour $\Delta=1$. We représente ici We_s dans la nomenclature de ce document.	64
Figure 29. Transitions entre les régimes de collision pour des gouttelettes d'eau sous différentes pressions d'azote (1) ♦ coalescence, ✕ rebond, □ séparation. (a) 1 atm, (b) 2,7 atm, (c) 8 atm, et différentes pressions d'hélium (2) ♦ coalescence, ✕ rebond, □ séparation. (a) 4,4 atm, (b) 7,5 atm, (c) 11,7 atm (Qian et Law [82]).	67
Figure 30. Corrélations de Jiang <i>et al.</i> [36] entre les nombres de Weber critiques de transition pour différents régimes de collisions frontales en fonction du rapport μ_{liq} / σ . I coalescence avec faible déformation, II rebond, III coalescence avec forte déformation, IV séparation.	70
Figure 31. Nombre de Weber critique (We^*_c) entre coalescence avec déformation et séparation en fonction du nombre d'Ohnesorge (Oh) dans un environnement d'air ou d'azote ; Park [71] : 1, 2 eau à 1 atm de N_2 . Jiang <i>et al.</i> [36] : 3 décane, 4 dodécane, 5 tétradécane, 6 hexadécane à 1 atm d'air. Qian et Law [82] : 7 eau à 8 atm d'air, 9 tétradécane à 2,4 atm de N_2	72
Figure 32. Générateur de gouttes par atomisation rotative (Lefebvre [48]).	75
Figure 33. Evolution de la vitesse relative entre les gouttes en fonction des angles entre les trajectoires et de la vitesse d'une goutte, l'autre ayant été fixée à 2 m.s^{-1} (les couleurs sont relatives aux iso-valeurs de vitesse relative).	79
Figure 34. Vitesse limite de chute d'une goutte en fonction de son diamètre.	80
Figure 35. Distance de relaxation d'une goutte en fonction de son diamètre à l'issue de son éjection de la buse.	80
Figure 36. Evolution du nombre de Weber We_s en fonction des vitesses relatives entre les gouttes et de leurs diamètres (la goutte impactée ayant un diamètre de $200 \mu\text{m}$).	80
Figure 37. Diagramme de Shapiro.	81
Figure 38. Schéma de principe du banc expérimental.	84
Figure 39. Générateur de gouttelettes monodispersées [26].	85
Figure 40. Schéma hydraulique du banc expérimental.	86
Figure 41. Schéma électrique du banc expérimental.	88
Figure 42. Principe d'enregistrement des images pour la caméra IVC 800.	89
Figure 43. Schéma du système optique.	90
Figure 44. Disposition du système optique et déplacements des générateurs de gouttelettes.	91
Figure 45. Désintégration du jet liquide.	92
Figure 46. Représentation schématique de l'évolution de la stabilité d'un train de gouttes.	92
Figure 47. Schéma de principe de regroupement des gouttes satellites pour ne former qu'une seule grosse goutte.	92

Figure 48. Ecartement non régulier entre gouttelettes (We et b non calculables ; $\Delta=1$; $d=450 \mu\text{m}$).	93
Figure 49. Méthode de détermination de l'appartenance d'une goutte au train de droite ou de gauche.	93
Figure 50. Calcul de la vitesse d'un train de goutte.	94
Figure 51. Structure du fichier résultat de la macro de traitement d'image.	95
Figure 52. Photographie de la boîte à gants en surpression permettant le contrôle et le confinement de l'atmosphère environnant la collision.....	96
Figure 53. Schéma général du dispositif utilisé pour l'injection du mélange air-hélium dans la boîte à gants.	97
Figure 54. Evolution de la concentration adimensionnée d'hélium dans la boîte à gants au cours du temps.	98
Figure 55. Etalonnage du spectromètre de masse Fabstar par injections graduelles d'un mélange air-hélium issu de bouteilles étalon (les valeurs numériques indiquées correspondent aux moyennes calculées sur chaque pallier).	99
Figure 56. Mesure de concentrations d'hélium, de vapeur d'eau et de dioxygène en fonction du temps à l'aide du spectromètre de masse. Consignes d'injection a) 10 %vol, b) 20 %vol, c) 30 %vol, d) 70 %vol.	100
Figure 57. Schéma de l'enceinte pressurisée utilisée dans le cadre des essais de collision sous pression au centre de l'ONERA Toulouse.	102
Figure 58. Débit d'eau mesuré en sortie des générateurs de gouttes pour différents orifices et différentes pressions.	103
Figure 59. Comparaison de tests expérimentaux de collision pour différents taux d'humidité relative ($P_{\text{abs}} = 1,5 \text{ bar}$).	104
Figure 60. Evaluation de l'incertitude sur la détermination des paramètres liés à différents régimes de collision.	107
Figure 61. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s < 120$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.	110
Figure 62. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s < 300$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.	111
Figure 63. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 330 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,75$, $We_s < 110$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.	112
Figure 64. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,5$, $We_s < 110$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.	113
Figure 65. Comparaison des domaines du régime de coalescence pour différents rapports de diamètres Δ	114
Figure 66. Régime d'éclatement pour des gouttes d'eau ($We_s = 1114$, $b = 0,14$, $\Delta = 1$, $d = 220 \mu\text{m}$).	115
Figure 67. Régime d'étirement avec digitations pour des gouttes d'eau ($We_s = 573$, $b = 0,73$, $\Delta = 1$, $d = 450 \mu\text{m}$).	116
Figure 68. Etirement avec digitations pour différentes valeurs du nombre de Weber, $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, a) $We_s = 1077$, $b = 0,48$, b) $We_s = 1628$, $b = 0,39$, c) $We_s = 2269$, $b = 0,47$	117

Figure 69. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s > 300$).....	119
Figure 70. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s > 300$).....	119
Figure 71. Ensemble des points de mesures obtenus en conditions ambiantes de pression et de température ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$) et évolution de l'incertitude de mesure liée.	120
Figure 72. Comparaison entre séparation par étirement simple (a) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 183$, $b = 0,69$) et séparation par étirement avec digitations (b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 578$, $b = 0,74$).	121
Figure 73. Comparaison entre deux régimes de séparation par étirement avec digitations a) $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 1121$, $b = 0,65$ b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 836$, $b = 0,59$	121
Figure 74. Comparaison des distributions en taille des gouttelettes satellites produites lors d'un étirement avec digitations (a) $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 1121$, $b = 0,65$ (b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 836$, $b = 0,59$	122
Figure 75. Comparaison des résultats obtenus sur le banc CollGATE et dans l'enceinte de l'ONERA capot ouvert (en gras sur la figure) en conditions atmosphériques ($d = 350 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1 \text{ bar}$).	124
Figure 76. Cartographie des régimes de collision obtenus à l'aide du banc expérimental de l'ONERA capot fermé ($d = 350 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1 \text{ bar}$).	124
Figure 77. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	126
Figure 78. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 2,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	127
Figure 79. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 3 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	128
Figure 80. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 3,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	129
Figure 81. Masse volumique de l'air en fonction de la pression dans la chambre de collision.	129
Figure 82. Courbes représentatives du modèle d'Estrade [24] en fonction de l'ajustement du paramètre de forme critique φ_c selon la pression dans la chambre de collision.	130
Figure 83. Caractéristiques des mélanges gazeux étudiés en fonction de la concentration volumique d'hélium : a) viscosité dynamique, b) masse volumique, c) viscosité cinématique.	131
Figure 84. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 10 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	132
Figure 85. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 50 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	133
Figure 86. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 85 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.	134
Figure 87. Courbes représentatives du modèle d'Estrade [24] pour un ajustement du paramètre de forme critique φ_c selon la teneur en hélium du mélange gazeux utilisé.	135

Figure 88. Evolution du domaine lié au régime de réflexion en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b.	136
Figure 89. Evolution du domaine lié au régime de coalescence en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b.	137
Figure 90. Evolution du domaine lié au régime d'étirement en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b.	138
Figure 91. Evolution du domaine lié au régime de rebond en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b.	140
Figure 92. Calcul de l'ordonnée du point de transition (+) entre deux régimes de collision : a) moyenne de la valeur haute et de la valeur basse, b) moyenne pondérée.	144
Figure 93. Calcul du paramètre d'impact critique de transition entre les régimes de réflexion et de coalescence pour un nombre de Weber moyen de 50 a) et de 60 b) correspondant à la Figure 92.	144
Figure 94. Représentation des vitesses des gouttes a) dans le repère lié au laboratoire, b) dans le repère lié au centre de masse G du système des gouttes.	146
Figure 95. Résultats expérimentaux pour des gouttes d'eau représentés à l'aide du nombre de Weber symétrique We : a) $d = 450 \mu m$, $\Delta = 1$, b) $d_l = 450 \mu m$, $d_s = 330 \mu m$, $\Delta = 0,75$, c) $d_l = 450 \mu m$, $d_s = 220 \mu m$, $\Delta = 0,5$	148
Figure 96. Représentation de la distribution du rapport des diamètres Δ issue de l'interaction d'une goutte de diamètre $d = 125 \mu m$ et de la distribution granulométrique de la Figure 3.	149
Figure 97. Superposition de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec différents rapports de diamètres Δ à l'aide du nombre de Weber symétrique We , et courbes frontières associées.	150
Figure 98. Superposition des résultats expérimentaux calculés avec le nombre de Weber symétrique We pour différents rapports de diamètres Δ et comparaison avec le modèle d'Ashgriz et Poo.	152
Figure 99. Courbes de transition : a), d) coalescence / étirement, b), e) coalescence / réflexion, c), f) réflexion / étirement. Partie de gauche : paramètre d'impact critique b_c . Partie de droite : différence relative entre b_c issu des expressions des courbes frontières (Tableau 9) et b_c issu du modèle d'Ashgriz et Poo ($\Delta = 0,5; 0,75 ; 1$).	153
Figure 100. Comparaison entre deux séparations par réflexion ($d = 330 \mu m$) : a) $We = 1,06$, $b = 0,09$ b) $We = 1,03$, $b = 0,19$ $\Delta = 1$	154
Figure 101. Projection de la vitesse des gouttes sur la ligne joignant leurs centres dans le repère du centre de masse (voir Figure 94).	155
Figure 102. Comparaison de la courbe représentative de la transition réflexion / coalescence du nouveau modèle avec les données expérimentales.	157
Figure 103. Comparaison entre deux séparations par étirement ($d = 330 \mu m$): a) $We_s = 51,2$, $b = 0,53$ b) $We_s = 51,06$, $b = 0,72$	158
Figure 104. Projection de la vitesse des gouttes perpendiculairement à la ligne joignant leurs centres dans le repère du centre de masse.	159
Figure 105. Schéma descriptif de la distance de pénétration Y d'une goutte dans l'autre lors de la séparation par étirement.	160
Figure 106. Comparaison de la courbe représentative de la transition coalescence / étirement du nouveau modèle avec les données expérimentales.	161

Figure 107. Comparaison de la courbe représentative de la transition réflexion / étirement du nouveau modèle avec les données expérimentales.	162
Figure 108. Comparaison des courbes représentatives des transitions entre les régimes de réflexion, d'étirement et de coalescence du nouveau modèle avec les données expérimentales.	163
Figure 109. Comparaison des courbes représentatives des transitions entre les régimes de réflexion, d'étirement et de coalescence des nouveaux modèles avec les courbes d'Ashgriz et Poo [4] pour $\Delta = 1$	164
Figure 110. Courbes de transition : a), d) coalescence / séparation par étirement, b), e) coalescence / séparation par réflexion, c), f) séparation par réflexion / séparation par étirement. Partie de gauche : paramètre d'impact critique b_c . Partie de droite : différence relative ϵ (voir équation (98)) entre les paramètres d'impact critiques issus des expressions semi-empirique (« courbes expérimentales »), des nouveaux modèles et du modèle d'Ashgriz et Poo ($\Delta = 0,5 ; 0,75 ; 1$).	165
Figure 111. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issues de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique, de la viscosité et de la masse volumique du gaz ainsi que de la vitesse relative entre les gouttes.	166
Figure 112. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issu de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique et du nombre d'Ohnesorge.	167
Figure 113. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issu de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique, du nombre de Stokes et du nombre d'Ohnesorge.....	168
Figure 114. Représentation de la courbe frontière du régime de rebond donnée par l'équation (122) en fonction des conditions de pression a) $P_{abs} = 1,5$ bar, b) $P_{abs} = 2,5$ bar, c) $P_{abs} = 3$ bar, d) $P_{abs} = 3,5$ bar.	170
Figure 115. Représentation de la courbe frontière du régime de rebond donnée par l'équation (122) en fonction de la concentration en hélium a) 10 % he vol, b) 50 % he vol, c) 85 % he vol. ..	171
Figure 116. Buses d'aspersion utilisées.	174
Figure 117. Comparaison de la distribution granulométrique mesurée en sortie de buse avec plusieurs lois mathématiques.....	175
Figure 118. Système de coordonnées lié au spray.	175
Figure 119. Comparaison des distributions granulométriques des gouttes d'un spray à $x = 0$ mm pour $z = -2,5$ mm, $z = -7,5$ mm, $z = -25$ mm.....	176
Figure 120. Comparaison des distributions des vitesses des gouttes d'un spray à $x = 0$ mm pour $z = -2,5$ mm, $z = -7,5$ mm, $z = -25$ mm.....	177
Figure 121. Nombre de Weber symétrique calculé en fonction des vitesses de deux gouttes ayant un diamètre de 20 et 200 μm	177
Figure 122. Cartographie des régimes de collision pour $0 < We < 1,5$	178
Figure 123. Schéma du système d'interaction entre deux sprays verticaux.	179
Figure 124. Distributions granulométriques des gouttes obtenues à $z = -25$ mm pour le spray de droite seul, gauche seul et pour les deux.	179
Figure 125. Comparaison des distributions de vitesses des gouttes pour un et deux sprays à $z = -25$ mm.	180
Figure 126. Nombre de Weber symétrique calculé en fonction des vitesses de deux gouttes ayant un diamètre de 20 et 200 μm pour deux sprays en interaction à $z = -25$ mm.	180
Figure 127. Cartographie des régimes de collision pour $0 < We < 1,1$	181
Figure 128. Comparaison entre les distributions granulométriques initiales et finales issues de l'injection de 1000 gouttes.	184

Figure 129. Comparaison entre les distributions granulométriques finales issues de l'injection de 500 gouttes pour 100 % et 0% de coalescence ainsi qu'en utilisant les modèles développés.	186
Figure 130. Comparaison entre les distributions granulométriques initiale de type log-normale (représentative de mesures expérimentales) et finale issues de l'injection de 10000 gouttes.	187
Figure 131. Comparaison entre les distributions granulométriques résultantes pour des positions d'injection initiales différentes.	188
Figure 132. Paramètres géométriques d'une sphère « <i>Sphere</i> » et d'une sphère tronquée « <i>Sphere'</i> ».	202
Figure 133. Représentation schématique d'une collision.	203
Figure 134. Description des paramètres géométriques utilisés dans le calcul du paramètre d'impact adimensionnel.	213
Figure 135. Effet de la variation de la fraction molaire de l'hélium injecté dans l'air sur la viscosité dynamique du mélange.	220
Figure 136. Distribution du nombre de gouttelettes satellites formées lors de la collision binaire de gouttelettes d'eau de même diamètre, Ko et Ryou [41].	223
Figure 137. Décalage de bouffées Doppler.	224
Figure 138. Système de PDA Dual.	225

Liste des tableaux

Tableau 1. Seuils des signaux de protection du réacteur [75].....	29
Tableau 2. Caractérisation des principaux régimes de désintégration d'un jet liquide en fonction de grandeurs adimensionnelles.	35
Tableau 3. Résumé des principaux modèles pour les courbes frontières des différents régimes de collision de gouttelettes d'eau, présentés précédemment	66
Tableau 4. Résumé des observations de différents auteurs sur l'influence de la nature du fluide et du gaz sur la collision.	69
Tableau 5. Propriétés des mélanges gazeux caractéristiques dans l'enceinte à $P_{abs} = 2,4$ bar et $T = 120^{\circ}C$	82
Tableau 6. Présentation de la grille expérimentale des différentes campagnes accomplies à température ambiante.....	83
Tableau 7. Comparatif des propriétés physiques de l'air, du dihydrogène et de l'hélium (données issues du Webbook de chimie du National Institute of Standards and Technology).	95
Tableau 8. Sensibilité à une variation donnée d'un paramètre sur We_s et b	107
Tableau 9. Expression pour les courbes frontières entre les régimes de collision.	151
Tableau 10. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 1000 gouttes.....	184
Tableau 11. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 500, 750 et 1000 gouttes.	185
Tableau 12. Temps de calcul issus pour les simulations issues de l'injection de 500, 750 et 1000 gouttes.....	185
Tableau 13. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 10000 gouttes selon une loi log-normale.	187

Liste des symboles

Symbole	Description	Unité
A	aire	m^2
b	paramètre d'impact adimensionnel	
C	concentration (fraction volumique)	
Ca	nombre capillaire	
C_{coal}	coefficient d'efficacité de coalescence	
C_{coll}	coefficient d'efficacité de collision	
C_D	coefficient de traînée	
D	distance	m
D_{32}	diamètre de Sauter	m
d	diamètre d'une goutte	m
E	énergie	J
e	hauteur de la portion des gouttes en interaction	m
E	énergie cinétique totale	J
f	fonction de distribution	
f_{dis}	fréquence d'excitation	Hz
g	accélération de pesanteur	$m.s^{-2}$
G	centre de masse	
h	hauteur d'une goutte déformée	m
M	masse molaire	$kg.mol^{-1}$
m	masse d'une goutte	kg
N	nombre de particules fluides	
Oh	nombre d'Ohnesorge	
P	pression	bar
q	pression dynamique	Pa
Q	débit volumique	$m^3.h^{-1}$
Re	nombre de Reynolds	
r	rayon d'une goutte	m
S	surface	m^2
s_n	écart-type	
St	nombre de Stokes	
T	température	$^{\circ}C$

t	temps	s
\vec{u}	vitesse d'une goutte dans le repère du laboratoire	$m.s^{-1}$
\vec{v}	vitesse d'une goutte dans le repère du centre de masse	$m.s^{-1}$
V	volume	m^3
We	nombre de Weber « symétrique »	
We_s	nombre de Weber calculé à partir du diamètre de la petite goutte	
X	position d'une cellule quelconque de l'espace de calcul	
x	position d'un point quelconque de l'espace	
Y	distance de pénétration	m
y_c	rayon du disque de collecte des gouttes	m

Liste des symboles grecs

Symbole	Description	Unité
α	coefficient de perte d'énergie	
β	noyau de collision	
γ	taux de cisaillement	s^{-1}
Δ	rapport des diamètres	
ε	incertitude	
ζ	rapport de réduction	
δ	paramètre d'impact dimensionnel	m
η	paramètre sans dimension	
θ	angle d'interaction entre la vitesse relative des gouttes et la ligne joignant leur centre	$^{\circ}$
λ	paramètre sans dimension	
μ	viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ξ	paramètre sans dimension	
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	tension superficielle	$kg.s^{-2}$
τ	temps de renouvellement	h
φ	paramètre de forme	
χ	rapport des volumes des gouttes en interaction par rapport à leurs volumes originaux	
ψ	coefficient de dissipation énergétique surfacique	
Γ	paramètre sans dimension	
Ω	moment	N.m

Liste des indices

Indice	
<i>1</i>	goutte collectante
<i>2</i>	goutte collectée
<i>air</i>	air
<i>aire</i>	aire
<i>atm</i>	atmosphérique
<i>c</i>	critique
<i>cd</i>	traînée
<i>Coal</i>	coalescence
<i>Coll</i>	collision
<i>def</i>	déformé
<i>eff</i>	efficace
<i>exs</i>	excès
<i>exp</i>	expérimental
<i>etir</i>	étirement
<i>f</i>	finale
<i>G</i>	centre de masse
<i>gaz</i>	gaz
<i>He</i>	hélium
<i>i,j</i>	indice
<i>in</i>	initiale
<i>int</i>	en interaction
<i>jet</i>	jet
<i>l</i>	grosse goutte
<i>liq</i>	liquide
<i>mean</i>	moyen
<i>n</i>	nombre total considéré
<i>ref</i>	réflexion
<i>rel</i>	relative
<i>relax</i>	relaxation
<i>Reb</i>	rebond
<i>rot</i>	rotationnelle
<i>s</i>	petite goutte
<i>S'</i>	sphère tronquée

<i>sa</i>	satellite
<i>sep</i>	séparation
<i>sur</i>	surface
<i>out</i>	sans interaction
<i>t</i>	transition
<i>tot</i>	total

Introduction

Cadre de l'étude

L'une des principales missions de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire consiste à évaluer la sûreté des installations nucléaires vis-à-vis des opérateurs, de l'environnement et de la population. Le rôle imputé à l'IRSN en temps que conseiller technique auprès des pouvoirs publics se caractérise à travers deux fonctions : évaluer les systèmes techniques utilisés par l'exploitant comme barrière de sécurité au regard des différents risques et estimer les conséquences d'accidents éventuels. Ainsi, les différents systèmes de défenses, actifs ou passifs, mis en place dans les installations de production d'énergie du parc français (composées, dans leur majeure partie, de Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) de type 900 MWe et 1300 MWe) sont évalués au travers d'études, à l'aide d'outils de calculs numériques, développés par l'intermédiaire de programmes de recherche internes. C'est dans le cadre de ces programmes sur les accidents graves susceptibles d'affecter les REP ou les Réacteurs à Neutrons Rapides (RNR), que se situe cette thèse.

Le scénario lié à l'étude d'un hypothétique accident grave se traduit par une importante augmentation de la pression et de la température et s'accompagne d'une émission de produits de fission sous forme d'aérosols et d'espèces gazeuses dans l'enceinte de confinement du bâtiment réacteur. Cela présente un risque potentiel de contamination de l'environnement en cas de rupture de cette enceinte. Une réduction de la pression à l'intérieur du bâtiment est alors obtenue par le déclenchement d'une aspersion, qui consiste en l'injection d'une pulvérisation d'eau froide dans l'enceinte, entraînant la condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes d'eau froide. Outre sa fonction thermodynamique, l'aspersion induit un rabattement des produits de fission en suspension dans l'atmosphère du bâtiment réacteur ainsi qu'un brassage gazeux des espèces potentiellement explosibles (dihydrogène en particulier) permettant de réduire localement leur fraction volumique.

A l'heure actuelle, pour simuler un accident grave, l'IRSN utilise un certain nombre de codes de calcul développés pour la sûreté nucléaire et mettant notamment en œuvre des modèles décrivant l'aspersion. Ces modèles prennent en compte divers phénomènes inhérents à la thermodynamique de l'enceinte (transfert de masse et de chaleur entre les gouttes et le gaz) ainsi qu'à la dynamique (transfert de quantité de mouvement), mais ne décrivent pas, ou de manière rudimentaire, les variations de la granulométrie des sprays dues aux collisions inter-gouttelettes.

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'étudier l'influence des collisions entre les gouttes, et plus particulièrement le phénomène de coalescence, agissant directement sur la granulométrie des sprays. Ce type d'interaction entre les gouttes comporte deux aspects différents : l'un lié à l'occurrence de la collision, l'autre à l'issue même de cette collision. C'est cette dernière problématique qui constitue le cœur de ce travail. En effet, lors d'une collision entre deux gouttes, diverses situations comme le rebond, la coalescence ou encore la séparation accompagnée de la formation de fines gouttelettes satellites, peuvent se produire. Ces régimes de collision demeurent actuellement mal connus, en particulier pour des conditions thermohydrauliques spécifiques

inhérentes à l'aspersion dans un bâtiment réacteur. De par la complexité de la prise en compte globale de tels phénomènes dans un spray, ce projet de recherche consiste à déterminer les différentes issues des collisions entre deux gouttes, en fonction de leurs caractéristiques initiales de tailles et de vitesses, et à développer les modèles semi-empiriques s'y appliquant dans le but de pouvoir les utiliser sur un ensemble de sprays.

Plan du mémoire

La synthèse du travail qui a été menée dans l'optique de caractériser la collision entre les gouttes lors de leur chute dans l'enceinte d'un bâtiment réacteur est divisée en six chapitres dans ce mémoire.

Le premier chapitre du mémoire se focalise sur la problématique de l'aspersion dans l'enceinte de confinement. Une description de son principe de fonctionnement et de ses caractéristiques physiques est donnée, de même que les conditions thermodynamiques l'accompagnant. Les méthodes destinées à sa modélisation dans le cadre de l'étude de scénarii accidentels menée à l'IRSN y sont ensuite abordées puis décrites de manière plus générale en détaillant l'ensemble des phénomènes caractéristiques des interactions entre les gouttes elles-mêmes ainsi qu'avec la phase gazeuse au sein d'un spray.

Le second chapitre s'attache à rendre compte des différents régimes de collision observés pour deux gouttes d'eau et recensés à travers une revue de la littérature proche du sujet. Le comportement des gouttes lié à chaque régime est abordé, de même que les paramètres utilisés de manière consensuelle par les auteurs pour caractériser la collision. Un résumé des différentes modélisations proposées pour les limites des domaines de chaque régime est ensuite établi, de même qu'une synthèse des facteurs physiques et thermodynamiques pouvant modifier la collision. Il apparaît alors que les connaissances actuelles se révèlent insuffisantes pour caractériser les résultats des collisions dans les conditions propres aux réacteurs. Cette conclusion débouche sur différentes approches expérimentales qui sont exposées ensuite.

Le troisième chapitre est consacré à la définition de la grille expérimentale ainsi qu'à la description complète des moyens expérimentaux mis en œuvre dans le cadre de cette thèse au travers des différentes campagnes d'étude des paramètres influant sur la collision binaire des gouttes. Les différents organes du banc, construit au sein du laboratoire, pour les campagnes de mesure en atmosphère ambiante, sont détaillés en tout premier, ainsi que le procédé de traitement des images de collision. Les dispositifs utilisés par la suite pour simuler les conditions thermohydrauliques représentatives d'un accident grave sont ensuite abordés. L'enceinte pressurisable mise à disposition par l'ONERA est également présentée au travers de l'ensemble de tests préliminaires qui ont été effectués afin de s'assurer de la validité des résultats. Puis nous

décrivons le système de confinement de la collision par l'intermédiaire d'une boîte à gants, qui a été adjointe au banc initial, ainsi que le dispositif d'alimentation en mélange gazeux contrôlé.

Le quatrième chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus de façon graduelle au travers des différentes campagnes. Une première phase a permis d'acquérir un grand nombre d'images de collision dans des conditions ambiantes de pression et température, et ainsi de délimiter les domaines des différents régimes de collision pour une large gamme de vitesses et de diamètres de gouttes. Les résultats obtenus pour des collisions à fortes vitesses sont exposés dans un second temps en se focalisant sur l'apparition de deux nouveaux régimes de collision. Une dernière partie est ensuite consacrée à l'ensemble des points expérimentaux caractéristiques des collisions enregistrées sous diverses atmosphères : tout d'abord à différentes pressions puis avec un mélange d'air et d'hélium de plusieurs concentrations.

Le cinquième chapitre concerne l'interprétation des résultats expérimentaux par la construction de nouveaux modèles semi-empiriques représentatifs des courbes frontières entre les régimes de collision. Ces nouveaux modèles sont développés sur la base de considérations théoriques dont l'une est l'introduction d'un nouveau paramètre adimensionnel, le nombre de Weber symétrique, et l'autre provient de l'utilisation des composantes des vitesses adaptées aux régimes de collision considérés. Une dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de l'évolution de la courbe frontière du régime de rebond entre les gouttes en fonction des paramètres caractéristiques de la phase gazeuse. Une formulation empirique de cette courbe est établie puis confrontée à l'ensemble de nos points issus de nos mesures.

Le sixième chapitre est consacré à l'application, à un ensemble de sprays, des phénomènes de collision observés avec deux gouttes. Une première approche expérimentale est envisagée par l'intermédiaire de mesures de tailles et de vitesses de gouttes dans un et deux sprays en interaction, à l'aide d'un banc expérimental mis en œuvre à cet effet. Enfin, une seconde voie d'étude est conduite grâce à l'implémentation des nouveaux modèles construits dans le cadre de ce travail, dans un programme permettant le suivi lagrangien de chacune des gouttes. Cet outil est utilisé pour procéder à plusieurs simulations rendant compte de l'interaction entre deux sprays.

La thèse se termine par une conclusion présentant la synthèse des résultats ainsi que de nouvelles questions constituant autant de pistes de recherches futures.

1 Problématique de l'aspersion dans les REP

1.1. *Rôle de l'aspersion dans le cadre d'un hypothétique accident grave*

Les réacteurs à eau sous pression actuels sont pourvus de systèmes d'aspersion comme représentés sur la Figure 1. Ces systèmes font partie des dispositifs d'urgence qui seraient utilisés lors d'un accident hypothétique de perte de réfrigérant primaire (eau). Quelle que soit l'origine de ce type d'accident, la phase initiale est toujours une dépressurisation du circuit primaire. Le cœur est progressivement dénoyé, puis fondu partiellement. Les produits de fission contenus dans les aiguilles de combustible sont alors relâchés dans l'enceinte de confinement via le circuit primaire. Par exemple, dans le cas d'une brèche guillotine du circuit primaire d'un REP de 900 MWe, qui constitue l'accident de référence [75], ce sont près de 200 tonnes d'eau initialement à 150 bar et 320 °C qui sont déversées sous forme de vapeur en moins de 30 secondes dans l'enceinte de confinement, initialement à 1 bar. Lors de la dégradation du cœur, les gaines en zircaloy du combustible sont très rapidement oxydées dès que leur température dépasse 1200 °C. Il s'ensuit un relâchement de dihydrogène explosible dans l'enceinte qui constitue un risque majeur pour l'intégrité de celle-ci. Une autre cause de l'élévation de température et de pression dans l'enceinte est le relâchement de gaz dû à l'attaque du plancher en béton par le corium fondu en cas de rupture de la cuve.

On considère que, étant donnée la température dans l'enceinte durant la période qui suit le relâchement des produits de fission (environ 140 °C), ceux-ci sont sous forme d'aérosols quelle que soit leur composition chimique, à l'exception des gaz rares (Xe, Kr). Au bout de quelques heures, une partie importante de ces aérosols a sédimenté dans l'eau qui se trouve en partie basse de l'enceinte (puisard). Les réactions chimiques qui se développent en phase liquide ont pour conséquence de relarguer dans l'atmosphère de l'enceinte une partie des produits de fission sous forme gazeuse, notamment les composés iodés.

Le système d'aspersion a pour rôle d'une part de ramener et de maintenir la pression et la température à l'intérieur de l'enceinte à des valeurs acceptables pour le maintien de son intégrité, d'autre part de piéger les produits de fission sous forme d'aérosols et de vapeurs.

La limitation de la pression et de la température permet de respecter les valeurs de dimensionnement de l'enceinte, c'est-à-dire de maintenir les contraintes sur le béton à l'intérieur des limites admises, notamment celles dues aux contraintes thermiques développées à long terme. En réduisant la pression et la température différentielles entre l'enceinte et l'extérieur, l'aspersion contribue à limiter les causes de fuites des produits de fission. De plus, l'augmentation de la concentration du dihydrogène dans certaines zones de l'enceinte, suite à la fusion du cœur, peut conduire à une atmosphère explosible. Des études, actuellement en cours à l'IRSN (comme celles réalisées dans l'enceinte TOSQAN [52]), visent à comprendre et à quantifier les phénomènes antagonistes de l'aspersion sur la concentration locale de dihydrogène. En effet, même si l'aspersion participe à la diminution de ce risque en contribuant au brassage gazeux et donc à une

homogénéisation de la fraction volumique de dihydrogène, il est également possible que la condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes puisse faire augmenter localement cette teneur en dihydrogène. Citons également la thèse de Lemaitre [49] qui a permis d'étudier les mécanismes liés aux transferts thermiques et massiques entre les gouttes du spray et le gaz environnant.

On estime actuellement que les performances de l'aspersion sont faibles en ce qui concerne le piégeage des formes gazeuses de l'iode, mais que ce système peut s'avérer très efficace pour la captation des aérosols (on pourra se référer à Marchand *et al.* [54]). La quantification du taux de captation présente un grand intérêt pour la gestion des accidents graves, notamment pour l'évaluation de la quantité de matière radioactive susceptible d'être relâchée dans l'environnement en cas de rupture du confinement.

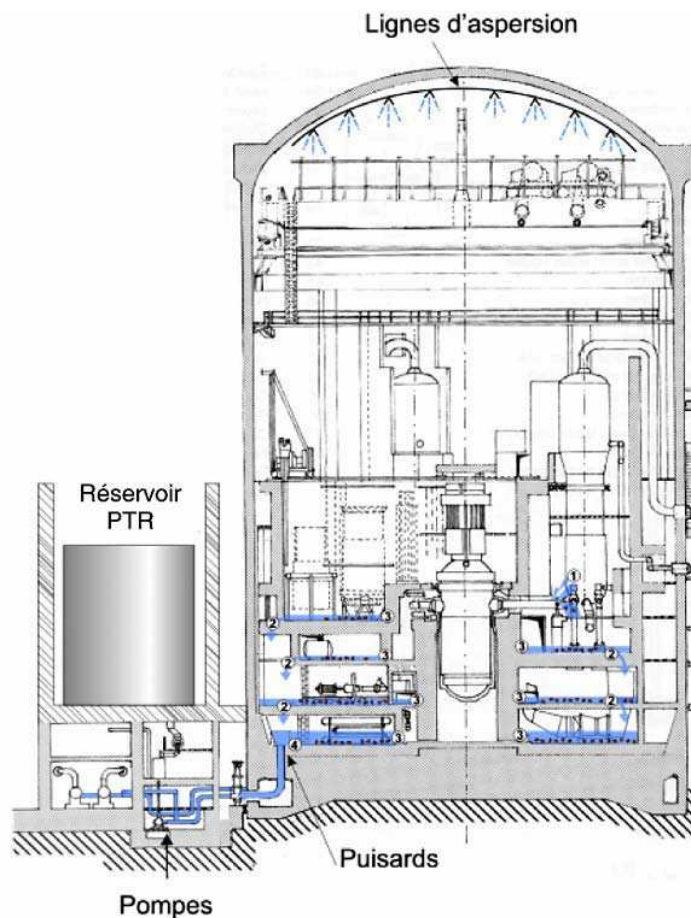


Figure 1. Schéma général d'une enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée munie d'un dispositif d'aspersion [76]

La collection des aérosols et de l'iode par une goutte, dans des conditions accidentelles, a fait l'objet d'études menées à l'IRSN autour de l'expérience CARAIDAS [1],[21],[55] (CARactérisation du Rabattement des Aérosols et de l'Iode par un Dispositif d'Aspersion). Elle a permis de mettre en évidence la quantité de gaz et/ou d'aérosols capturée par une goutte d'eau en chute libre dans une enceinte de 5 m de haut, sous diverses atmosphères air-vapeur. Gauchet [28] a aussi montré

numériquement que l'éloignement des gouttes entre elles pouvaient avoir un rôle dans la collecte des aérosols.

Enfin, Plumecocq [75] a montré que l'action du système d'aspersion sur les caractéristiques thermohydrauliques de l'enceinte, en situation critique, dépendait fortement de la granulométrie du spray ; il apparaît nécessaire d'analyser l'évolution de cette granulométrie en tenant compte des phénomènes d'interaction qui règnent au sein du spray, et plus particulièrement des collisions affectant les gouttelettes, ce qui fait l'objet de ce travail.

1.2. **Fonctionnement du système d'aspersion d'un REP**

Les données quantitatives citées dans ce paragraphe sont issues, sauf précision du contraire, de la thèse de Plumecocq [75]. Le bâtiment réacteur, qui s'élève sur une hauteur de 55 m [19], possède de deux à six rampes d'aspersion, comportant un grand nombre de buses orientées vers le bas, horizontalement, ainsi qu'à 45° (Figure 2). Ces rampes d'aspersion circulaires, centrées sur l'axe du bâtiment et fixées au dôme, sont situées à une hauteur comprise entre 41,8 m et 54,8 m. Aucune estimation n'est donnée dans le rapport d'Electricité de France [19] sur la validité de l'estimation des enveloppes des sprays observées sur la Figure 2. Des documents de l'entreprise commercialisant les buses d'aspersion stipulent que les enveloppes des sprays sont évaluées sur la base de calculs théoriques datant de 1967 et s'appuyant sur de nombreuses hypothèses simplificatrices. Néanmoins, comme on peut le remarquer sur la Figure 2, l'interaction entre les sprays au sommet de l'enceinte est importante, ce qui tend à augmenter le taux de collision entre les gouttes ayant des trajectoires très différentes avec des vitesses relatives élevées.

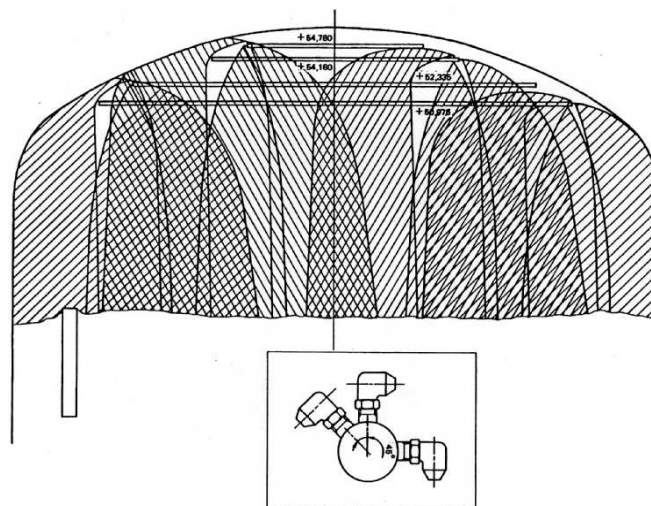


Figure 2. Couverture théorique et hypothétique par aspersion de l'enceinte d'un R.E.P 900 MWe [19].

Le circuit d'aspersion (EAS) est initialement alimenté à partir d'un réservoir doté d'une capacité totale de 3000 m³, dont 2200 m³ utilisables lors d'un accident, contenant l'eau de remplissage de la piscine réacteur. De plus, cette eau contient de la soude dont la teneur est limitée à 30 % en poids dans la solution obtenue, de manière à éviter toute cristallisation.

Le circuit du bâtiment réacteur comprend deux colonnes montantes, munies d'un nombre élevé de buses (252), qui se divisent chacune en deux rampes d'aspersion. Ces buses ont un orifice de 11,1 mm de diamètre pour les REP 1300 et 9,5 mm pour les REP 900 MWe, ainsi qu'un débit unitaire de $1,3 \text{ kg.s}^{-1}$. Selon les résultats de l'étude de Ducret [21], le diamètre des gouttes produites par une buse varie de $25 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$ (Figure 3) et la vitesse débitante théorique à l'injection atteint 17 m.s^{-1} si l'on considère que le fluide remplit toute la section débitante de la buse. Précisons que ces données varient légèrement d'une centrale à l'autre.

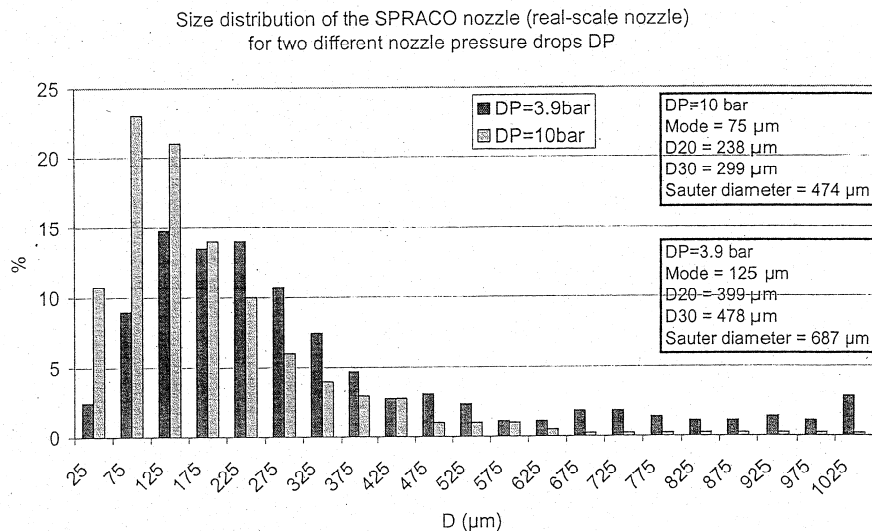


Figure 3. Distribution granulométrique des gouttelettes (en pourcentage) donnée par Malet [52], obtenue avec une buse de taille réelle, à pression atmosphérique, à 20°C à 6 m de la buse.

L'enceinte de confinement du réacteur est munie de quatre capteurs de pression. S'il arrive que deux d'entre eux détectent une élévation de pression, la procédure accidentelle est automatiquement déclenchée par le système de protection du réacteur et suit les étapes présentées dans le Tableau 1. Lorsque la pression dans l'enceinte atteint 2,6 bars, l'ordre de mise en activation des deux files d'aspersion est donné, bien que selon le rapport d'Electricité de France [19] une seule suffise à maintenir l'intégrité de l'enceinte (principe de redondance). Cette opération constitue le début de la phase d'aspersion directe qui ne s'arrête que lorsque la quantité d'eau dans le réservoir atteint le niveau bas. Cette phase, qui dure en moyenne 30 min, lorsque les deux files sont en fonctionnement, précède celle de recirculation. L'eau qui s'est accumulée dans les puisards de l'enceinte est alors réutilisée : d'abord refroidie (par l'intermédiaire d'échangeurs), elle est à nouveau pulvérisée. Cette seconde phase d'injection dure en moyenne plusieurs dizaines d'heures. On notera que le basculement de la phase d'injection directe à la phase de recirculation implique que la température de l'eau pompée passe de 20 à 60°C , de même que la température des gaz présents dans l'enceinte peut évoluer entre 50 et 150°C .

Le circuit d'additif chimique est mis automatiquement en service avec l'aspersion directe, après une temporisation de 5 min, qui a pour but d'éviter une injection de soude dans l'enceinte lors d'aspersions intempestives.

Tableau 1. Seuils des signaux de protection du réacteur [75]

PRESSION ABSOLUE (bar)	OPERATIONS CORRESPONDANTES
1,1	Alarme haute pression enceinte
1,4	Injection de sécurité Isolement de l'enceinte, phase 1
1,9	Isolement des lignes vapeurs principales
2,6	Isolement de l'enceinte, phase 2 Déclenchement du circuit d'aspersion

1.3. Codes de calculs IRSN simulant l'aspersion

1.3.1. ASTEC/CPA : intégration du code CASPER

ASTEC est un système complexe de codes pour l'évaluation de la sûreté des réacteurs dont le but est de simuler une séquence complète d'accident grave, de l'événement initial jusqu'au rejet de produits de fission dans l'atmosphère. Il comprend plusieurs modules traitant chacun d'une partie d'une situation accidentelle dans un REP et concernant la détermination du terme source, la gestion des accidents, les évaluations probabilistes et la compréhension de la phénoménologie. Depuis les années 80, le code ASTEC fait l'objet d'une collaboration entre GRS (Gesellschaft für anlagen- und Reaktorsicherheit) et IRSN : il se base sur le couplage de différents modules développés séparément dans chacun des organismes [18].

Parmi ces modules, CPA (Containment Part of ASTEC) est chargé de la simulation du comportement thermohydraulique des gaz dans l'enceinte ainsi que des aérosols qui y sont présents. L'enceinte de confinement est divisée en plusieurs compartiments, représentatifs de la géométrie, chacun traité à l'aide de modèles OD où l'atmosphère peut évoluer sous les effets de différents termes sources comme la vapeur, les gaz et aérosols issus des produits de fission. CPA permet ainsi d'avoir la description des phénomènes suivants :

- distribution gazeuse ;
- variation de pression ;
- combustion du dihydrogène ;
- transport et variation de la quantité d'aérosols et de produits de fission ;
- dépôt des aérosols sur les parois et les surfaces horizontales ;
- comportement des systèmes de sécurité comme les recombineurs de dihydrogène et l'aspersion.

L'intégration d'un modèle 1D d'aspersion dans CPA a été rendue possible grâce au travail effectué dans le cadre de la thèse de Plumecocq [75]. La modélisation du spray obtenue permet de calculer l'efficacité du système d'aspersion sur la dépressurisation de l'enceinte de confinement ainsi que sur la captation des produits de fission sous forme d'aérosols et de vapeurs qui dépend de l'évolution de la distribution en taille des gouttelettes, de leur agglomération, et du transfert de masse avec le gaz environnant. Ce module, issu du code CASPER (Containment ASPERsion) [75], lui-même basé sur certains modèles du code ACACIA, décrit dans le paragraphe 1.3.2, utilise la méthode implicite d'Euler pour le traitement de la relaxation et de l'agglomération des gouttelettes (qui sont suivies en lagrangien), mais aussi pour l'évolution des conditions thermodynamiques dans l'enceinte. La partie centrale du développement numérique repose sur l'établissement d'une méthode de résolution de l'équation traduisant l'évolution de la population des gouttelettes en fonction de la hauteur. Cette méthode présente l'avantage de traiter simultanément et de manière continue la dynamique des particules et l'agglomération sédimentationnelle des gouttelettes. La population des aérosols est décrite à partir d'une fonction de distribution supposée homogène spatialement et dont l'évolution au cours du temps est calculée en ne prenant en compte que l'interaction avec les gouttelettes (l'agglomération des aérosols, appelée coagulation, la sédimentation et le dépôt en paroi étant pris en charge par le module aérosols du système de codes).

Parmi les hypothèses simplificatrices qui nous intéressent, utilisées dans le code, il semble nécessaire de retenir que la zone située directement sous les buses d'aspersion, qui est le siège de nombreuses collisions, n'est que peu prise en compte. En effet, cette zone est constituée de gouttes ainsi que de feuillets liquides qui se désintègrent, et ne peut être actuellement modélisée dans ce type de code de calcul de par sa complexité. On considère qu'une fonction de distribution en taille de gouttes, sous forme d'une densité de probabilité de type log-normale (présentée dans le paragraphe 1.4.2), en est suffisamment représentative pour l'utiliser comme point de départ du calcul.

Il est à noter que cette complexité du calcul de collision de gouttes réside sur le type de trajectoire en arc balistique des gouttelettes, ce qui rajoute une composante à chaque vecteur vitesse, et situe la collision dans le plan (et non sur une verticale uniquement, comme cela est traité dans CPA). Néanmoins cette zone d'interaction des gouttes (où la vitesse de chute n'est pas uniquement verticale) peut s'étendre sur plusieurs mètres en-dessous des buses et doit donc être reconsidérée dans l'étude de l'évolution des caractéristiques de la population des gouttes (Figure 2).

Enfin, le coefficient d'agglomération utilisé dans CPA pour la détermination de la granulométrie du spray à chaque pas de temps provient de corrélations obtenues à partir de travaux de Whelpdale et List [105] qui ont été réexaminées et réajustées depuis par un grand nombre d'auteurs ([2],[4],[10],[24],[78]) comme on pourra le voir par la suite. En effet, comme le montre la Figure 4, où la granulométrie d'un spray d'eau dans le bâtiment réacteur a été recalculée avec le code CASPER en modifiant ce coefficient d'agglomération ϵ , ce dernier influe notablement sur la granulométrie.

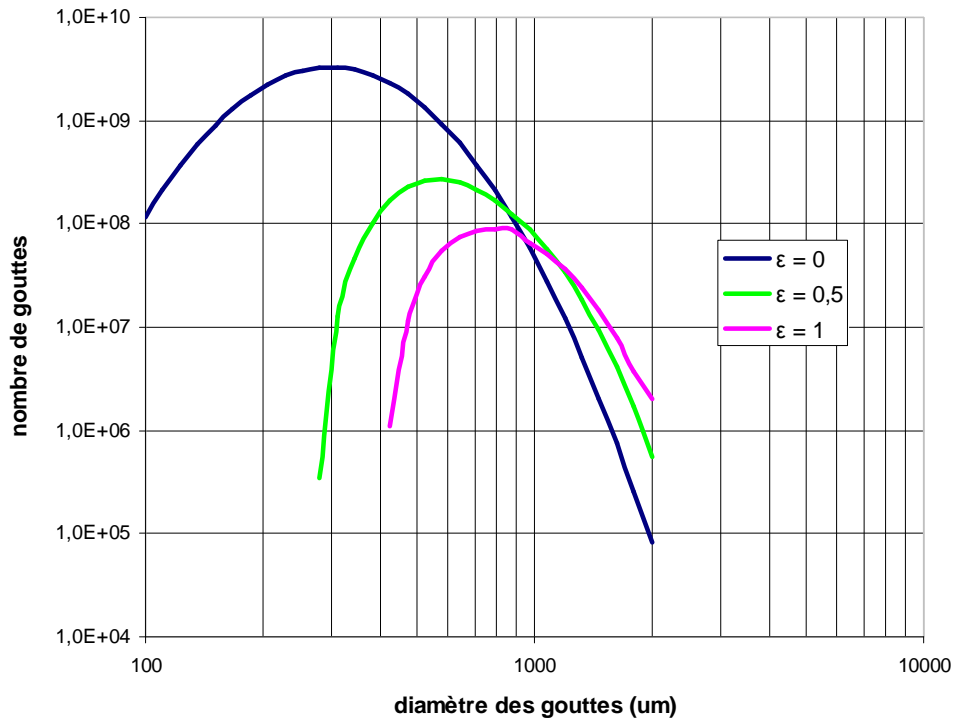


Figure 4. Calcul de l'évolution de la granulométrie d'un spray après 25 m de chute dans une enceinte de bâtiment réacteur ($T = 20^{\circ}\text{C}$, $P = 1 \text{ bar}$) en fonction du coefficient d'agglomération ε à l'aide du code CASPER ($\varepsilon = 1$: deux gouttes qui se rencontrent s'agglomèrent, $\varepsilon = 0$: elles rebondissent).

Précisons que, dans le code ASTEC/CPA, $\varepsilon=1$, ce qui correspond au cas où toute collision entre deux gouttes entraîne leur coalescence. Les gouttes initiales sont alors retirées de leurs classes de taille respectives et la goutte résultante apparaît dans sa nouvelle classe acquérant ainsi ses propriétés (taille et vitesse). Cette modélisation, constituant une première approximation, ne prend donc pas en compte le transfert de quantité de mouvement.

1.3.2. ACACIA

Dans le cadre du programme ASPERSION développé à l'IRSN, l'interprétation des résultats expérimentaux du banc d'essais CARAIDAS, qui a été mentionné auparavant, nécessitait une modélisation des différents phénomènes mis en jeu, à savoir : la condensation de la vapeur d'eau sur les gouttes en chute libre, la capture des aérosols par les effets mécaniques et phorétiques et l'absorption de l'iode moléculaire. Le couplage entre la condensation et la capture des aérosols ou l'absorption de l'iode étant important, une intégration de l'ensemble de ces phénomènes dans un algorithme dénommé ACACIA (Algorithme appliqué à CARAIDAS pour la Capture de l'Iode et des Aérosols) a été effectuée par Ducret et Vendel [20].

Le principe de ce code est de décrire l'évolution des gouttes en fonction de leur hauteur de chute dans un gaz au repos. Les concentrations des différentes espèces et la température dans la phase gazeuse sont considérées homogènes dans l'espace et constantes dans le temps.

Le code ACACIA calcule l'évolution d'une goutte sur toute une hauteur puis, considérant les gouttes indépendantes, il détermine les quantités d'aérosols collectés et d'iode absorbée sur l'ensemble

d'un train de gouttes sur le temps d'une expérience dans CARAIDAS. Le milieu gazeux est défini à partir des données d'entrée suivantes :

- les dimensions de l'enceinte : la hauteur et le diamètre ;
- les conditions thermodynamiques : la pression totale absolue, la température et l'humidité relative ;
- les aérosols : la concentration, le diamètre médian massique et l'écart type géométrique ;
- l'iode gazeux : la concentration ;
- les caractéristiques initiales de la goutte au point d'injection sont fixées par l'utilisateur : le diamètre des gouttes, la vitesse verticale initiale, la température ;
- la concentration en iode moléculaire et en aérosols ;
- le pH.

A chaque altitude, les transferts de chaleur, de matière (vapeur d'eau, aérosols, iode) et de quantité de mouvement sont calculés. Ces valeurs de flux de transferts permettent de définir les nouvelles caractéristiques des gouttes à l'altitude suivante : la modélisation est donc un système à une dimension. Néanmoins, l'expérience CARAIDAS n'ayant pas cet objectif, les interactions (collision, entraînement) entre les gouttelettes elles-mêmes, n'ont pas été prises en compte par le code ACACIA.

1.3.3. TONUS

Le code TONUS a pour objectif la modélisation de la répartition, de la combustion et de la détonation du dihydrogène, susceptible d'être relâché dans l'enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée, en cas d'accident grave. Il est développé par le CEA, pour le compte de l'IRSN. La prise en compte des moyens de mitigation tels que l'aspersion en fait partie intégrante. Deux types de discrétisation sont développées dans le cadre de TONUS : une approche point, dite OD [9], [15] et une approche multidimensionnelle [44].

TONUS OD

Dans cette approche, le volume fluide est représenté sous la forme d'un réseau de compartiments interconnectés, pouvant coïncider à ceux de l'enceinte. Les grandeurs correspondent aux valeurs moyennes des différents champs dans un compartiment. Dans le modèle, la température et la masse des gouttes sont instantanément portées à la température de saturation de la vapeur présente dans l'enceinte, et transférées dans le puisard avec un certain pourcentage du débit d'aspersion. Une autre fraction du débit injecté correspond à l'évaporation. L'énergie associée à la différence de température des gouttes (de la température d'aspersion à celle de saturation) est prélevée à l'atmosphère de l'enceinte de confinement et s'accompagne d'un transfert de masse : une partie de la vapeur présente dans l'enceinte se condense. Le code s'appuie donc sur un ensemble de bilans d'énergie entre les différentes phases et ne prend en compte qu'un certain

volume d'eau et non un ensemble de gouttes correspondant aux sprays, ce qui peut constituer une approximation importante due au rôle des interfaces dans les différents échanges.

TONUS CFD

Le code TONUS CFD s'appuie quant à lui sur une discrétisation de l'espace, où les phases liquides et gazeuses sont modélisées selon deux champs différents par une méthode euler-euler. Pour chaque phase, le code résout les équations de Navier-Stokes pour des écoulements faiblement compressibles (à faibles nombres de Mach). L'équation de continuité est remplacée par une discrétisation de Poisson et la masse est obtenue à partir des équations d'état. Le système d'équations est résolu en utilisant un schéma semi-implicite selon deux étapes : les équations d'énergie et de quantité de mouvement sont d'abord résolues en utilisant la pression comme variable issue du pas de temps précédent, et enfin, l'équation de la pression est déterminée par une méthode incrémentale.

Le gaz et la phase dispersée (gouttelettes) interagissent entre eux par un échange de quantité de mouvement, d'énergie et de masse, autorisant les gouttelettes à subir des modifications de taille et de vitesse. Les termes d'interactions thermodynamiques entre le gaz et les gouttes proviennent de corrélations pour une goutte sphérique traversant un gaz au repos : les variations de diamètre des gouttes sont dues ici aux seuls phénomènes de condensation et d'évaporation. Les termes d'interactions dynamiques correspondent à la force de traînée. Néanmoins, afin de ne pas augmenter des temps de calcul déjà importants, l'interaction des gouttes entre elles n'est pas prise en compte, ce qui peut induire une erreur relative au niveau de la granulométrie du spray et donc des effets thermodynamiques qui en découlent.

1.4. Physique et modélisation d'une population de gouttes

Cette partie est dédiée à la présentation générale des aspects théoriques liés à la physique et à la modélisation des sprays et plus généralement de populations de gouttes au sein d'une phase gazeuse. Pour ce faire, une compréhension des mécanismes de formation des gouttes dans un spray est d'abord nécessaire (abordés dans le paragraphe 1.4.1) ainsi qu'une présentation des fonctions mathématiques permettant de décrire une population de gouttes et ses caractéristiques (paragraphe 1.4.2). Par la suite, les méthodes de modélisation courantes des écoulements dispersés de gouttes en phase gazeuse seront abordées (paragraphe 1.4.3), ainsi que les différents phénomènes physiques y ayant trait. Une présentation des différentes interactions pouvant intervenir entre les gouttes sera enfin proposée (1.4.4).

1.4.1. Formation d'un spray

Les systèmes de création de gouttes constituent un très vaste domaine de recherche, dont seul un mince aperçu sera donné dans cette partie du fait qu'il ne constitue pas le corps de ce travail mais un ensemble de phénomènes amont nécessaire à la compréhension du sujet. Le mécanisme de rupture d'un jet liquide, pénétrant dans une phase gazeuse au repos, réside sur l'augmentation de sa surface globale suite à la compétition entre les forces de cohésion du liquide et les forces

tendant à le déformer. Les oscillations et perturbations en surface du jet sont une conséquence de cette compétition et font l'objet d'études depuis plus de 100 ans. Dans des conditions favorables, les perturbations engendrées à la surface du liquide peuvent être amplifiées et conduire à une rupture du jet et donc à la formation de gouttes. Ce processus, appelé fragmentation primaire, peut alors également donner lieu à une rupture des gouttes formées si leur taille excède une valeur critique, ce qui est désigné sous le nom de fragmentation secondaire. Néanmoins, de nombreux facteurs influencent ce processus (vitesse du jet u_{liq} , propriétés du fluide et du gaz, taille de l'orifice d_{jet} , nature de l'écoulement en amont, etc.) et conditionnent la taille des gouttes et la longueur de la partie du jet qui reste stable. De nombreuses études ont été menées sur le sujet. On se référera plus particulièrement à Lefebvre [48] comme livre de référence, Reitz [88] pour une revue des différents régimes et enfin à la revue bibliographique de Dumouchel [22]. On choisit ici d'évoquer la fragmentation d'un jet de liquide cylindrique qui peut être appréhendée par quatre situations différentes représentées sur la Figure 5 :

1. La colonne de liquide issue de l'orifice de la buse se désintègre sous l'effet d'une oscillation axisymétrique induite par les contraintes de pression en concurrence avec la tension superficielle. Cette oscillation a une longueur d'onde proche du diamètre du jet. Les gouttes résultantes ont des tailles similaires : c'est le mécanisme de rupture de Rayleigh (cas 1) sur la Figure 5).
2. Régime de fragmentation primaire. Une perturbation dominante axisymétrique est encore visible, néanmoins la production de gouttes satellites est accrue, contribuant ainsi à un élargissement de la gamme de taille des gouttes produites. Ce régime, démontré par Weber, se caractérise par une évolution des perturbations liée à la présence du gaz environnant (cas 2) sur la Figure 5).
3. Régime de fragmentation secondaire. Le jet de liquide est perturbé dès la sortie de la buse et se caractérise par une évolution chaotique des oscillations. Deux mécanismes de rupture sont observés : un premier près de la buse où de petites gouttes sont arrachées de la surface du jet et un second bien en dessous où se forment des filaments qui se désintègrent par la suite en gouttes plus petites, ce qui est appelé fragmentation secondaire. Ce second régime provient de la turbulence du liquide ainsi que des effets aérodynamiques (cas 3) sur la Figure 5).
4. Régime d'atomisation. Le jet se brise complètement à la sortie de la buse engendrant des gouttes de diamètre très inférieur à celui du jet. Plusieurs causes ont été avancées quant à l'occurrence de l'atomisation. Le rôle de la turbulence à la sortie du jet a d'abord été souligné, mais également l'influence de la cavitation (naissance et oscillation de bulles de vapeur) dans la fragmentation en fines gouttes (cas 4) sur la Figure 5).

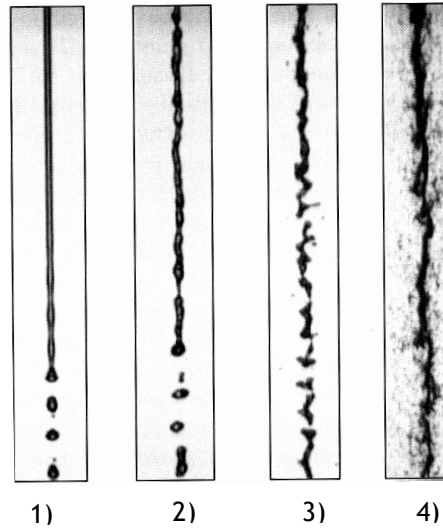


Figure 5. Classification des modes de désintégration d'un jet liquide dans un gaz (Dumouchel [22]), de gauche à droite, régime de Rayleigh, régime de fragmentation primaire, régime de fragmentation secondaire, régime d'atomisation.

Comme cela est décrit par Dumouchel [22], l'utilisation du nombre de Weber pour le gaz We_{gaz} et le liquide We_{liq} , du nombre de Reynolds Re_{liq} , ainsi que du nombre d'Ohnesorge Oh permet de départager les mécanismes de désintégration présentés dans le Tableau 2 :

$$We_{liq} = \frac{\rho_{liq} u_{liq}^2 d_{jet}}{\sigma}, \quad We_{gaz} = \frac{\rho_{gaz} u_{liq}^2 d_{jet}}{\sigma}, \quad Re_{liq} = \frac{\rho_{liq} d_{jet} u_{liq}}{\mu_{liq}} \quad (1)$$

$$Oh = \frac{\mu_{liq}}{\sqrt{\rho_{liq} d_{jet} \sigma}}$$

où ρ_{liq} et ρ_{gaz} désignent respectivement la masse volumique du liquide et du gaz, σ la tension superficielle du liquide et μ_{liq} sa viscosité dynamique.

Tableau 2. Caractérisation des principaux régimes de désintégration d'un jet liquide en fonction de grandeurs adimensionnelles.

Régime de désintégration	Condition
Rayleigh (cas n° 1)	$We_{liq} > 8$
Fragmentation primaire (cas n° 2)	$We_{gaz} < 0,4$ ou $1,2 + 3,41Oh^{0,9}$
Fragmentation secondaire (cas n° 3)	$13 < We_{gaz} < 40,3$
Atomisation (cas n° 4)	$40,3 < We_{gaz}$ ou $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} > \frac{(\sqrt{\alpha} - 1,15)}{744} f(T)^{-2d_{jet}}$ avec $f(T) = \frac{\sqrt{3}}{6} [1 - \exp(-10T)]$, $T = \frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} \left(\frac{Re_{liq}}{We_{liq}} \right)^2$

Il est à noter que le terme T représente le paramètre de Taylor *et* α l'angle du spray en sortie de la buse. Les corrélations proposées dans ce tableau sont données uniquement à titre indicatif. Il

s'avère en effet que l'atomisation est considérée comme un sujet de recherche complexe très étendu, qui ne constitue pas l'objet de cette thèse.

1.4.2. Distribution granulométrique des gouttes

La nature relativement aléatoire de la formation de gouttes, suite aux différents processus d'atomisation des sprays présentés dans le paragraphe précédent, suppose que la plupart des jets liquides produit une large gamme de tailles et de vitesses de gouttes. L'étude des sprays nécessite donc d'adopter des représentations pertinentes, capables de rendre l'étendue du spectre des caractéristiques des gouttes sous forme de distributions. Une première approche consiste à tracer l'histogramme du nombre des gouttes en fonction de leurs diamètres. En discrétisant l'ensemble des diamètres en un certain nombre de classes de largeur Δd , on obtient de cette manière, sur l'axe des ordonnées, le nombre de gouttes dont la taille est comprise entre $d-\Delta d / 2$ et $d+\Delta d / 2$. Il est également possible de s'intéresser à la fréquence d'occurrence d'une classe par rapport à la population globale du spray comme le représente la Figure 3, ou bien à sa fraction volumique représentative.

Afin de s'affranchir d'un grand nombre de mesures, on peut s'attacher à remplacer ces distributions granulométriques par des lois mathématiques dont les expressions dépendent uniquement d'un nombre limité de paramètres. Les lois les plus couramment utilisées sont explicitées ci-dessous.

Distribution Normale

Elle fait référence à une création aléatoire des gouttes, mais se limite au processus sans fragmentation secondaire qui ne souffre d'aucun biais :

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_n} \exp\left[-\frac{(d-d_{mean})^2}{2s_n^2}\right] \quad (2)$$

Ici, S_n représente l'écart-type de la distribution qui donne la variance lorsqu'elle est élevée au carré et d_{mean} le diamètre moyen arithmétique :

$$d_{mean} = d_{10} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i \quad (3)$$

$$s_n^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (d_i - d_{mean})^2 \quad (4)$$

où N est le nombre total de particules.

Distribution Log-normale

Un certain nombre de distributions de particules montrent également des similarités avec la loi normale dans laquelle le logarithme du diamètre des particules est utilisé comme variable. De cette façon, l'équation (2) devient :

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}ds_n} \exp\left[-\frac{(\ln d - \ln d_{mean})^2}{2\ln(s_n)^2}\right] \quad (5)$$

Distribution de Nukiyama et Tanasawa [64]

Il existe également diverses lois empiriques, dont la représentativité dépend du cas étudié. Parmi celles-ci, on trouve la loi de Nukiyama et Tanasawa [64] :

$$f(d) = a d^p \exp[-(b d)^q] \quad (6)$$

où les quatre constantes indépendantes a , b , p et q , (ayant des valeurs typiques respectives de $1,5 \times 10^{-3}$, 5×10^{-2} , 1 et 1 correspondant approximativement à notre gamme de mesure de tailles de gouttes) sont obtenues par ajustement de cette loi sur la distribution empirique mesurée. On notera que cette distribution ne suppose pas la détermination d'un diamètre moyen.

Distribution de Rosin-Rammler [89]

D'une manière générale, cette représentation est couramment utilisée pour la compréhension et l'étude des phénomènes physiques dans les sprays. Elle a été mise au point par Rosin et Rammler [89] dans le cadre de leurs travaux sur la poudre de charbon. Elle présente notamment l'avantage de ne posséder qu'un seul paramètre d'ajustement m :

$$f(d) = m \left(\frac{d^{m-1}}{d_{mean}} \right) \exp\left[-\frac{d}{d_{mean}}\right]^m \quad (7)$$

Une représentation des différentes lois empiriques présentées au-dessus, ajustées à nos données expérimentales (qui seront détaillées plus longuement dans le paragraphe 5) obtenues sur un spray à l'aide d'un PDA (Anémométrie Phase Doppler) est présentée sur la Figure 6.

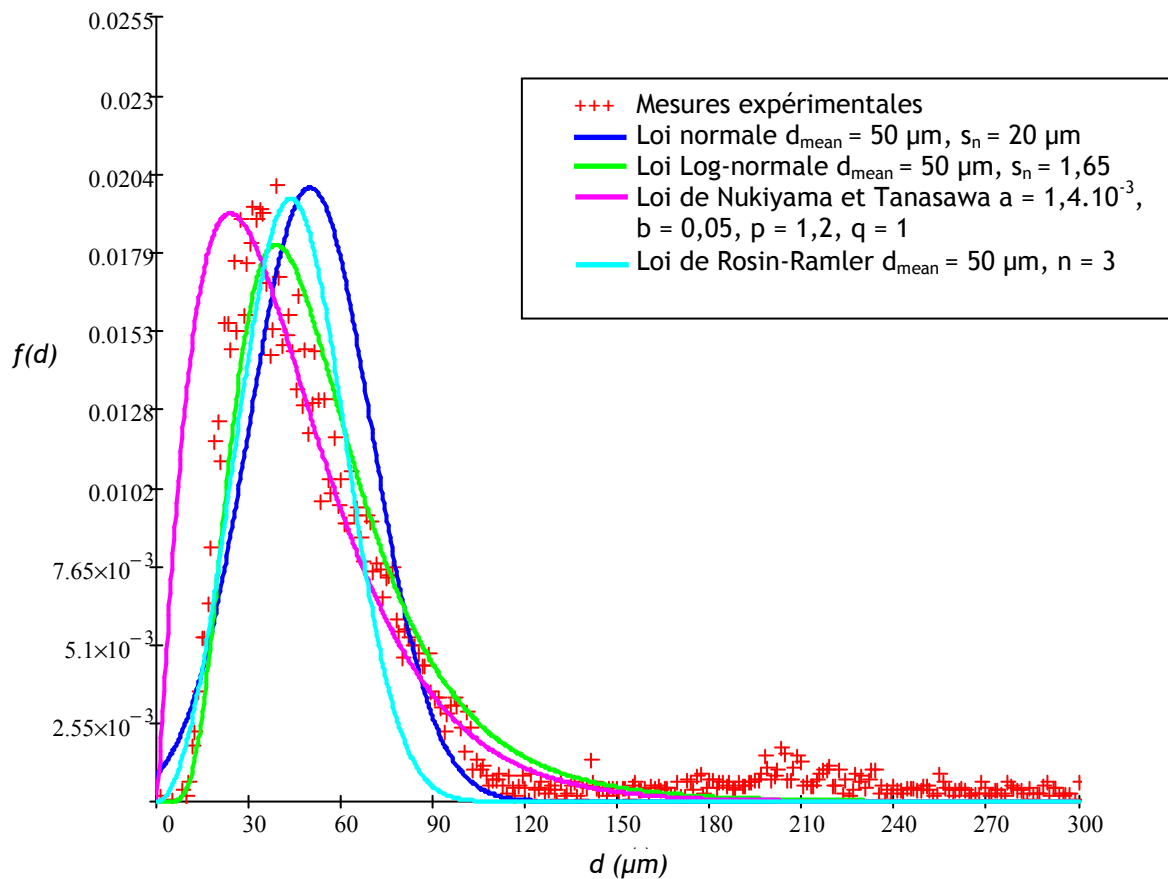


Figure 6. Comparaison de différentes lois de distribution représentatives de la granulométrie d'un spray réel.

1.4.3. Méthodes de modélisation des écoulements diphasiques

Différentes approches peuvent être utilisées pour simuler les écoulements d'air chargés de gouttes en fonction de la finesse du résultat souhaité, de l'échelle du problème et bien sûr du temps de calcul à disposition. Parmi l'ensemble des études de la littérature, une sélection des modèles les plus couramment utilisés est proposée par Collin [13] et présentée dans ce qui suit.

Approche à un seul fluide

Cette méthode, peu rencontrée dans la littérature, se base sur la représentation des deux phases sous la forme d'un seul fluide aux propriétés composites : les caractéristiques du fluide homogène équivalent sont calculées à partir de grandeurs de mélange. Cette procédure est utilisée par Michaelides [57] et montre, malgré des résultats satisfaisants, une limite dans la compréhension des phénomènes inhérents à chaque phase.

Approche eulérienne-lagrangienne

Dans cette approche, la phase continue est simulée par une méthode eulérienne (souvent par l'application des équations de Navier-Stokes moyennées). Dans la phase dispersée, traitée de façon lagrangienne, chaque particule est suivie individuellement rendant ainsi le temps de calcul nécessaire très important et dépendant du nombre de gouttes étudié. Cette approche, bien que très précise et convenant au cadre de travaux de recherche, n'est pas toujours bien adaptée à une simulation industrielle des écoulements.

Approche eulérienne-eulérienne

Ce type de modélisation fait appel à la prise en compte de deux ou plusieurs fluides distincts représentant le gaz et les gouttes. Chaque phase est représentée à l'aide d'une description eulérienne (on s'intéresse aux particules fluides transitant en un point donné de l'écoulement) faisant appel à un champ de vitesses propre, conférant donc ainsi un comportement global à la phase dispersée. Afin de tenir compte de la polydispersion des gouttes, une technique consiste à créer plusieurs « fluides » pour la phase dispersée, correspondant à chaque fois à une classe spécifique de taille de particules. Néanmoins, même si cette méthode conduit à une représentation fine de l'influence des différentes phases, relativement satisfaisante, la prise en compte d'un grand nombre de tailles de gouttes demeure coûteuse en temps de calcul et la définition des modèles de fermeture ainsi que des conditions aux limites relativement complexe.

Approche eulérienne, méthode des moments

Cette modélisation utilise une approche eulérienne pour la simulation des écoulements gazeux. La phase dispersée est quant à elle traitée également en eulérien, mais par l'intermédiaire de moments représentatifs de la polydispersion du spray. Le choix d'un nombre fini de moments pertinents, permettant la reconstruction des distributions de gouttes, n'est pas trivial et conduit à une grande diversité des méthodes rencontrées dans la littérature ([102], [92]).

1.4.4. Interactions entre les gouttes

Les gouttelettes en mouvement dans un nuage interagissent entre elles en fonction de leurs densités et de leurs trajectoires respectives. Ces interactions se produisent sous forme de collisions et peuvent conduire à une fusion des gouttes, à leur déchirement ou bien même à un rebond. Néanmoins, même si au cours d'une collision, un échange de masse entre les deux particules n'a pas forcément lieu, leurs mouvements s'en trouvent toujours affectés.

Dans le cadre de la prise en compte de la collision inter-gouttelettes dans le calcul d'échange de masse et de quantité de mouvement dans la phase dispersée, il est nécessaire de considérer deux étapes. Une première vise à déterminer s'il y a collision entre deux gouttes (la collision ternaire n'est pas prise en compte du fait de sa faible fréquence d'occurrence) alors que la seconde partie du calcul s'intéresse à connaître l'issue de cette collision.

Modèle pour l'occurrence de la collision

Selon le type de modélisation choisie (voir la présentation dans la partie 1.4.3), les critères pris en compte pour la collision entre les gouttes sont de natures différentes. Dans le cadre d'un suivi lagrangien, il est en effet relativement simple de déterminer si deux gouttes peuvent entrer en collision en suivant leur trajectoire respective à chaque pas de temps. C'est ce que propose, par exemple, le modèle de O'Rourke [69]. Ko *et al.* [40] indiquent toutefois que ce modèle présente quelques limites, notamment par le fait de la discrétisation de l'espace dans le calcul, qui ne permet pas à deux groupes de gouttes proches, mais présentes dans des cellules différentes, d'entrer en contact. Ceci rend le calcul très dépendant du maillage. Ils proposent alors un critère de collision fonction de la distance entre ces groupes de gouttes (ayant d'un côté N_1 particules et de l'autre côté N_2), de leurs rayons moyens (r_1 et r_2) et de la vitesse relative $u_{1,2}$ entre ces deux populations :

$$D_{1,2} \leq R_c = \frac{2(r_1 N_1 + r_2 N_2)}{N_1 + N_2} \quad (8)$$

$$D_{1,2} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} \quad (9)$$

$$u_{1,2} \Delta t > |X_2 - X_1 - (r_1 + r_2)| \quad (10)$$

$$u_{1,2} = (u_1 - u_2) \frac{X_2 - X_1}{|X_2 - X_1|} \quad (11)$$

Ce critère se caractérise par une distance critique maximale $D_{1,2}$ entre les groupes de gouttes 1 et 2. Il est vérifié si la vitesse de rapprochement $U_{1,2}$ est positive et supérieure à la distance parcourue pendant le pas de temps Δt séparant les cellules.

Le suivi eulérien des gouttes doit faire appel quant à lui à une fonction définissant l'occurrence de collisions et d'éclatements des gouttes dans les phases dispersées, et donc aussi l'évolution du nombre de particules de certaines classes de diamètres. De ce fait, plusieurs auteurs comme Wang et Davis [104], Villedieu et Hylkema [101], Laurent *et al.* [46] ou Plumecocq [76] proposent une formulation du problème basée sur une fonction représentative de l'évolution du nombre de particules dans une classe dépendant du noyau de collision :

$$\left(\frac{dN_i}{dt} \right) = \sum_{j=1}^{i-2} 2^{j-i+1} \beta_{i-1,j} N_{i-1} N_j + \frac{1}{2} \beta_{i-1,i-1} N_{i-1}^2 - N_i \sum_{j=1}^{i-1} 2^{j-i} \beta_{i,j} N_j - N_i \sum_{j=1}^{N_{tot}} \beta_{i,j} N_j \quad (12)$$

N_i représente ici le nombre de gouttes par unité de volume dans la classe de diamètre de gouttes i et $\beta_{i,j}$ le noyau de collision qui est une mesure de la fréquence des collisions et de la coalescence des gouttes de classe i et j qui peut en découler. N_{tot} est le nombre total de particules. Le premier terme de droite de l'équation (12) représente l'apparition des gouttes de la classe i sous l'influence de la coalescence de gouttes d'une classe allant jusqu'à $(i-2)$ avec une goutte de la classe $(i-1)$. Le second terme représente l'apparition d'une goutte dans la classe i provenant de la fusion de deux gouttes de la classe $(i-1)$. Le troisième terme atteste de la disparition d'une goutte

de la classe i ayant coalescé avec une goutte de classe inférieure, et le dernier terme représente la disparition d'une goutte de classe i avec une goutte de taille identique ou supérieure.

Le noyau de collision est ici de la forme :

$$\beta = \beta_{eff} (d_i + d_j)^2 u_{rel} \quad (13)$$

avec d le diamètre de la goutte (m)
 u_r la vitesse relative entre les gouttes ($m.s^{-1}$)
 β_{eff} le coefficient d'efficacité défini par :

$$\beta_{eff} = \frac{\pi}{4} C_{coll} C_{coal} \quad (14)$$

C_{coll} l'efficacité de collision (-)
 C_{coal} l'efficacité de coalescence (-).

Il est à noter qu'on néglige ici le phénomène d'éclatement spontané des gouttes ce qui, selon Lefebvre [48], reste valable pour des gouttes d'eau de diamètre inférieur à 700 μm avec des vitesses inférieures à 30 $m.s^{-1}$.

Définition de l'efficacité de collision

L'efficacité de collision permet de quantifier la probabilité d'occurrence d'une collision entre deux particules. A travers l'ensemble de la littérature, il existe divers modèles, retranscrivant les mécanismes de collision considérés. Dans le cadre de l'étude des gouttes de diamètre supérieur à 1 μm , O'Rourke et Bracco [70] se sont tout particulièrement inspirés des recherches de Langmuir [45] pour créer un premier modèle d'interaction entre les gouttes. L'efficacité de collision, se basant sur les mécanismes d'interception, y est décrite comme le rapport du rayon du disque critique y_c dans laquelle n'importe quelle goutte sera collectée, sur le rayon r_l de la goutte « collectante », la plus grosse des deux gouttes (Figure 7) :

$$C_{coll} = y_c / r_l \quad (15)$$

Le facteur y_c s'attache à prendre également en compte le fait que plus une gouttelette se rapproche d'une autre et moins elle suit une trajectoire rectiligne : elle a en effet tendance à être défléchiée par son interaction avec le gaz environnant qui contourne la grosse goutte. Cette déflexion peut l'amener à s'éloigner de la goutte « collectante » ou bien se rapprocher en fonction de son inertie. Arbel et Levin [2] se sont intéressés au comportement de deux gouttelettes lorsqu'elles se rapprochent et ont réussi à mettre en évidence une distance limite y_c d'éloignement entre la surface de chaque particule de fluide pour que la collision ait lieu.

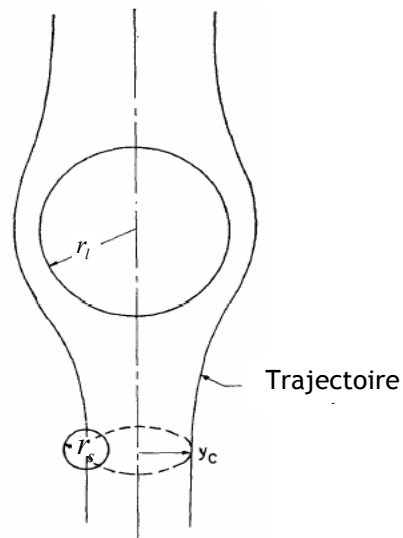


Figure 7. Nomenclature pour l'efficacité de collision [50].

Cette distance y_c s'appelle aussi rayon critique de collision (différent de R_{crit} défini par Ko *et al.* [40]). Il peut être déterminé par le modèle de Langmuir [45], qui a été le premier à simuler la superposition des écoulements autour de deux sphères rigides, pour en calculer les mouvements relatifs. De leur côté, Pigeonnau et Feuillebois [73] se sont intéressés à calculer cette efficacité de coalescence pour deux gouttes dans un écoulement de cisaillement et de déformation pure en prenant en compte les écoulements à l'extérieur et à l'intérieur des gouttes. Cette efficacité η est définie par :

$$C_{coll} = \frac{\int_S |x| dS}{\frac{4}{3}(r_l + r_s)^3} \quad (16)$$

où S représente la surface de collision (m^2),
 x est l'axe perpendiculaire à l'écoulement.

Leur étude montre que ce coefficient d'efficacité de collision croît avec le nombre de Stokes St caractérisant le rapport de l'énergie cinétique de la particule à la dissipation énergétique liée au frottement. Il est défini par :

$$St = \frac{4}{9} \frac{\gamma r_l^2}{\mu_{gaz}} \frac{\rho_{liq}}{1 - \frac{r_s}{r_l} \rho_{gaz}} \quad (17)$$

avec γ le taux de cisaillement (s^{-1}),
 μ_{gaz} la viscosité dynamique du gaz (Pa.s).

Leur étude montre que pour un nombre de Stokes proche de 1, correspondant à des gouttes d'un diamètre de 100 μm et un taux de cisaillement $\gamma = 0,1 s^{-1}$ (caractéristique en particulier de la différence de vitesse entre la phase continue et la phase dispersée), l'efficacité de collision avoisine 0,2 à 0,3. Pour notre application, liée à l'aspersion dans les réacteurs nucléaires, les taux

de cisaillement sont plus importants, notamment en sortie de buse, d'où un $St \gg 1$ conduisant ainsi à une efficacité de collision proche de l'unité.

Efficacité de coalescence

L'efficacité de coalescence s'attache à rendre compte de la fraction des collisions (occurrence de collision déjà connue) donnant lieu à une fusion des deux gouttes. A la suite de la collision, il arrive en effet que les gouttes fusionnent ou se subdivisent. A partir d'observations expérimentales, Brazier-Smith *et al.* [10] ont été parmi les premiers à déterminer une distance critique δ_c , entre le centre d'une des deux gouttes (généralement la plus grosse) et la trajectoire résultante appliquée au centre de l'autre, autrement dit la vitesse relative u_{rel} (issue le plus souvent du centre de la petite goutte), au-dessus de laquelle la séparation apparaît (Figure 8).

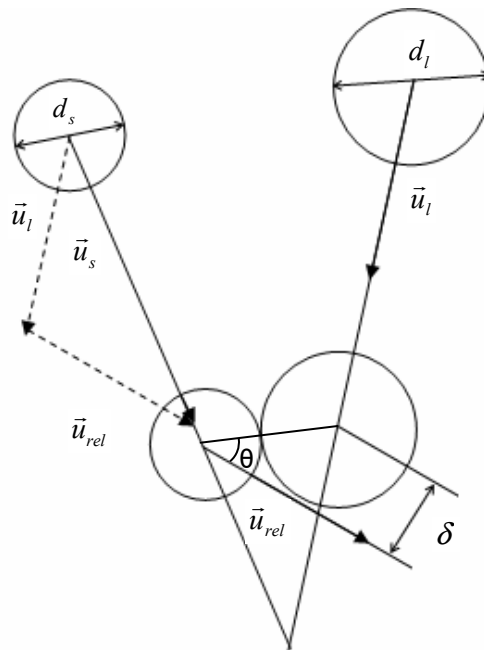


Figure 8. Définition géométrique de la distance δ .

Cette distance, adimensionnée par la demi-somme des diamètres des gouttes, permet de décrire la géométrie de la collision à l'aide du paramètre d'impact adimensionnel :

$$b = \frac{2\delta}{d_l + d_s} \quad (18)$$

Le paramètre d'impact b correspond au degré d'excentricité de la collision : un paramètre d'impact adimensionnel de 0 correspond à un choc frontal alors que pour une valeur de 1 il désigne un choc rasant (Figure 9).

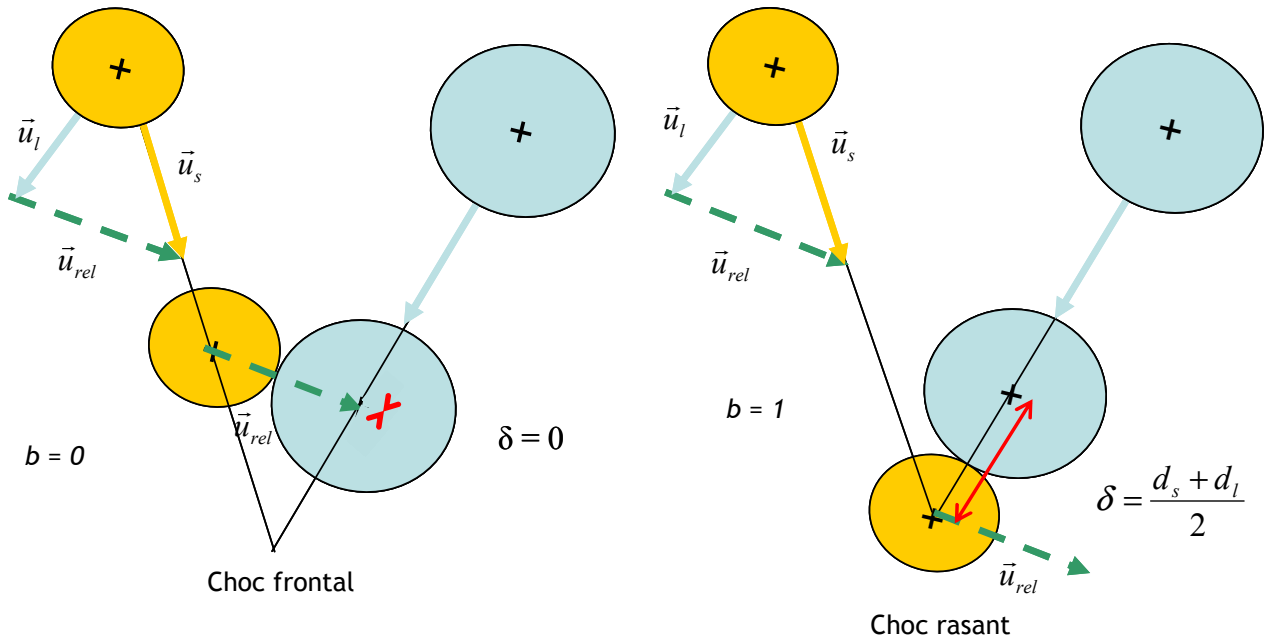


Figure 9. Valeurs extrêmes du paramètre d'impact b selon le type de collision.

Cette approche a permis de construire un modèle afin de définir une efficacité de coalescence en fonction du paramètre d'impact et du nombre de Weber, caractérisant le rapport entre l'énergie cinétique et celle due à la tension superficielle σ du liquide. La première favorise la dislocation de la goutte alors que la seconde contribue à sa cohésion. Pour ce faire, Brazier-Smith *et al.* [10] définit le nombre de Weber suivant :

$$We_s = \frac{\rho_{liq} d_s \|\vec{u}_{rel}\|^2}{\sigma} \quad (19)$$

avec ρ_{liq} masse volumique du liquide, \vec{u}_{rel} vitesse relative entre les deux gouttes et σ la tension superficielle à la frontière des deux phases, paramètre représentatif de la force moléculaire qui tend à réduire l'aire de l'interface.

Ainsi, grâce à l'introduction de ces paramètres, Brazier-Smith *et al.* [10] ont pu créer un premier coefficient d'efficacité de coalescence défini par la distance critique δ_c en fonction du nombre de Weber :

$$C_{coal} = \left(\frac{\delta_c}{r_l + r_s} \right)^2 = b_c^2 \quad (20)$$

$$b_c^2 = \frac{2,4 f(d_l, d_s)}{We_s} \quad (21)$$

La fonction $f(d_l, d_s)$ proposée par Brazier-Smith *et al.* [10], sur la base de bilans d'énergie ajustés à leurs résultats expérimentaux, sera détaillée par la suite dans l'étude des différents régimes résultant d'une collision. L'ensemble des auteurs s'intéressant à la collision binaire de gouttes s'est alors attaché à décrire les différents régimes de collision observés, présentés dans la suite du

mémoire, à l'aide de ces paramètres ou de leurs variantes afin de parfaire la détermination de l'efficacité de coalescence.

1.5. Etudes sur le phénomène de coalescence dans les sprays

1.5.1. Approche purement expérimentale

Tel qu'il a été précisé auparavant, les gouttes qui sont issues des sprays dans les applications réacteurs subissent de nombreux phénomènes physiques comme l'évaporation, la condensation, l'impact sur les parois, l'éclatement ou la collision, qui tendent à modifier leurs caractéristiques et plus particulièrement leurs vitesses et leurs tailles. Leur observation directe, dans le but de déterminer les principes d'évolution d'un jet, demeure d'autant plus difficile qu'elle nécessite l'utilisation de techniques de mesures non-intrusives afin de ne pas perturber les écoulements. Le développement de techniques de mesures optiques récentes permet ce type d'approche expérimentale directe sur des sprays.

Certains auteurs comme Nijdam *et al.* [62] ont tenté de caractériser les effets de la turbulence, de l'évaporation et de la coalescence sur la distribution granulométrique des gouttes à divers endroits d'un jet d'acétone et d'essence de térébentine. A l'aide d'un système de mesure PDA (Phase Doppler Anemometer), se basant sur le décalage des phases de l'interférence de deux faisceaux laser traversant une particule, ils ont pu enregistrer une distribution des vitesses entre 0,5 et 5,5 m.s⁻¹ pour des tailles de gouttes entre 5 et 75 µm. Néanmoins, un grand nombre de relevés s'avère nécessaire afin de caractériser une même zone du spray, du fait de nombreux rejets de points erronés, et ne permet que de donner des conclusions générales sur les tendances d'évolution et les différentes zones spatiales. Leurs observations ont toutefois permis de diviser le jet en deux zones distinctes : le champ proche de la buse, central, où la turbulence et l'évaporation sont faibles, puis, aux limites de ce champ, une zone où la turbulence se développe du fait de la pénétration du gaz. Les distributions granulométriques de gouttes qu'ils ont obtenues le long de l'axe du spray attestent toutefois d'une augmentation du diamètre moyen et donc de l'occurrence de coalescence. Néanmoins, malgré la pertinence de ces observations, Nijdam *et al.* [62] n'ont pu proposer un modèle complet et cohérent, capable de prédire le comportement global d'un jet de gouttes ainsi que celui de la population de gouttes qui l'accompagne.

D'autres études, comme celle de Chiba *et al.* [12] se sont intéressées à l'interaction entre deux sprays. Il ressort essentiellement de leurs travaux, focalisés sur la distance de pénétration des sprays (distance entre le point de collision des deux sprays et l'extrémité du spray formé, mesurée à l'aide de clichés), que celle-ci diminue lorsque l'angle d'interaction entre les jets augmente. Les travaux de Nidjam *et al.* [61] sur ce type d'interactions se sont orientés, dans un premier temps, à caractériser la taille des gouttes à différents endroits d'un seul spray à l'aide du diamètre géométrique (dont la définition est donnée dans le paragraphe 1.4.2) et du diamètre de Sauter D_{32} (donné par l'équation (22)), avant de répéter ces mesures lors d'interactions.

$$D_{32} = \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2} \quad (22)$$

où n_i est le nombre de gouttes de chaque classe. Ils indiquent que d'après leurs observations, l'éclatement des gouttes juste au-dessous de la buse est dû aux forces de pression issues des mouvements turbulents du gaz, qui tendent à faire diminuer le diamètre de Sauter. Leurs observations expérimentales font également état d'une concentration de grosses gouttes plus importante en périphérie du spray : la pénétration du gaz environnant dans le spray induit un écoulement radial centripète en périphérie du spray, entraînant les petites gouttes ; les grosses gouttes, de par leur inertie, restent en bordure de la pulvérisation, expliquant ainsi l'augmentation de leur concentration dans cette zone. L'interaction entre deux sprays a également révélé une légère augmentation de la taille des gouttes sur l'axe d'interaction (axe vertical passant par le point d'interaction des deux sprays) arguant en faveur d'un taux de collision et donc d'agglomération plus important. L'ensemble de ces résultats souffre néanmoins d'un manque de lisibilité.

1.5.2. Etudes expérimentales et numériques

Un certain nombre de travaux, utilisant un autre type d'approche, a visé à simuler numériquement différents types de jets dans leur ensemble, à l'aide de modèles décrivant séparément chaque phénomène, déduits d'expériences, de travaux théoriques sur la physique des nuages, des lits fluidisés et des phénomènes de transport. C'est ainsi que O'Rourke et Bracco [70], proposent une modélisation comprenant essentiellement deux parties : l'une concernant les interactions directes entre les gouttes elles-mêmes, et l'autre s'attachant à prédire les effets de ces gouttes sur le gaz environnant et réciproquement. Les différentes issues possibles de la collision, comme la coalescence, ou la séparation, y sont déterminées à l'aide d'une distribution de probabilité faisant référence aux travaux de Brazier-Smith *et al.* [10]. Les simulations menées par O'Rourke et Bracco [70] ont été confrontées à des données expérimentales et ont pu mettre en évidence que l'hypothèse d'une coalescence systématique des gouttelettes, suite à une collision, entraînait une augmentation irréaliste de leur taille et nécessitait donc de prendre en compte les différents régimes de collisions. En procédant de manière similaire, Sommerfeld [96] a calculé l'interaction d'un spray polydispersé avec une surface solide conique (afin de caractériser la remise en suspension de gouttes après impaction sur une paroi), en rajoutant au modèle évoqué précédemment une équation de conservation de la masse, afin de le confronter aux résultats expérimentaux issus de mesures utilisant la méthode PDA. La Figure 10 présente les résultats du calcul numérique du diamètre de Sauter (prenant en compte les différentes issues des collisions à l'aide du modèle d'Ashgriz et Poo [4] détaillé dans la suite), effectué par Sommerfeld [96] dans quatre cas différents (sans évaporation et sans coalescence entre les gouttes pour la courbe 1, avec évaporation en air sec pour la courbe 2, avec coalescence seulement pour la courbe 3 et avec coalescence et évaporation en air sec pour la courbe 4) puis mesuré expérimentalement (courbe 5).

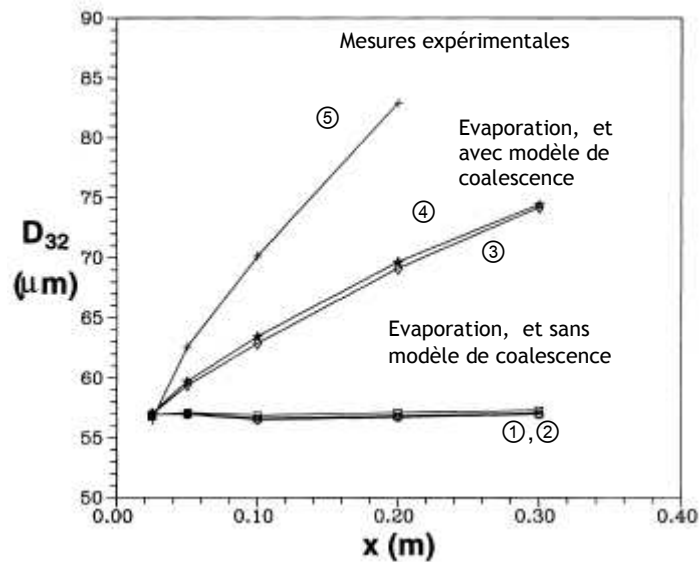


Figure 10. Diamètre de Sauter D_{32} en fonction de la distance à la buse x ; comparaison de la mesure de Sommerfeld [96] avec le calcul sous différentes hypothèses.

On observe clairement l'influence du phénomène de coalescence sur la granulométrie du spray. Les résultats issus du calcul numérique montrent en effet une tendance correcte, vis-à-vis des mesures expérimentales, lorsque la coalescence et l'évaporation sont prises en compte, mais présentent tout de même une certaine erreur. En effet, de par la complexité du phénomène d'interaction entre deux gouttes, ce modèle utilisant une équation stochastique pour la probabilité de collision, n'offre pas une approche complètement déterministe et ne permet d'avoir une bonne précision quant à la distribution granulométrique des gouttes qu'à condition d'avoir un échantillonnage sur un nombre de gouttes suffisamment important. Plus récemment, Ko *et al.* [40] ont repris les travaux initiés par O'Rourke, afin de construire une modélisation hybride, qu'ils ont aussi confrontée à une série de données expérimentales issues cette fois de l'interaction entre deux sprays. Afin de s'affranchir de certaines limitations (explicitées dans le paragraphe 1.4.4) ne permettant pas une modélisation correcte d'un spray, Ko *et al.* [40] proposent quelques améliorations qu'ils incorporent dans un nouveau modèle : un autre régime de collision a notamment été rajouté afin de décrire la formation de fines gouttelettes satellites, suite au déchirement de la masse unie des gouttes primaires. Le modèle présenté propose une relation simple, permettant de calculer le diamètre des gouttelettes suite à la collision :

$$d_f = \zeta d_i \quad (23)$$

Ici, d_i et d_f désignent respectivement le diamètre des gouttes initiales et finales. Quant au coefficient ζ , il s'agit d'un rapport de réduction, constant, ajusté empiriquement (de 0,2 à 1), et destiné à rendre compte de l'influence de la désintégration des gouttes. Afin de tester la pertinence de ce modèle, Ko *et al.* [40] ont également procédé à une batterie d'expériences sur l'interaction entre deux sprays, à partir du banc présenté sur la Figure 11. Ils utilisent à cet effet

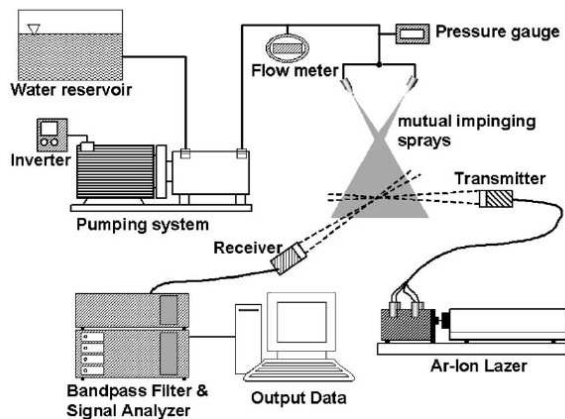


Figure 11. Dispositif expérimental d'analyse de l'interaction entre deux sprays utilisé par Ko et Ryou [41].

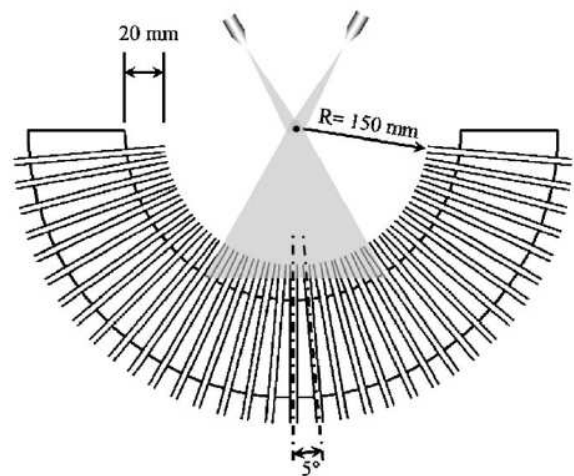


Figure 12. Dispositif d'analyse de la forme du spray, utilisé par Ko et Ryou [41], et composé de 35 tubes échantillons.

deux buses d'un même diamètre d'injection de $400 \mu\text{m}$. Les mesures des tailles et des vitesses des gouttes sont effectuées avec un PDA et répétées 5 fois à chaque point : 10000 mesures sont ainsi nécessaires pour chaque expérience. La précision ainsi atteinte est de 13,2 % en terme de diamètre de Sauter ; de plus, afin de mesurer la distribution radiale en volume de liquide, Ko utilise également un système d'échantillonnage, présenté sur la Figure 12, composé de 35 tubes disposés en arc de cercle.

Une première comparaison de la simulation de l'interaction des sprays, par les modèles d'O'Rourke et de Ko, est présentée sur la Figure 13. Même si, pour chacune des simulations, la pénétration du jet est en accord avec la réalité, le modèle hybride semble plus performant. En effet, le volume global des sprays est augmenté de manière importante, à cause de la modification de la trajectoire des gouttes, dans la simulation menée avec le modèle hybride, ce qui correspond aux photographies prises lors des expériences. Dans le cas du modèle d'O'Rourke, on constate que les gouttes conservent leur trajectoire originale, ce qui ne rend pas compte de l'interaction et des collisions entre les sprays.

De plus, l'analyse du diamètre de Sauter (voir Figure 13) à 100 mm de la buse d'injection, dans les deux cas, et sa confrontation aux données expérimentales montrent que le modèle d'O'Rourke ne convient pas à ce type d'application alors que celui de Ko montre de bons résultats à partir de 0,8 s suivant le début de l'injection des gouttes. L'erreur liée au modèle d'O'Rourke tient à la prépondérance de la coalescence sur les autres régimes, qui tend à augmenter le diamètre de Sauter. Néanmoins, même si le modèle de Ko se rapproche mieux des données expérimentales, grâce à l'introduction du paramètre ζ qui a été obtenu par ajustement sur les données

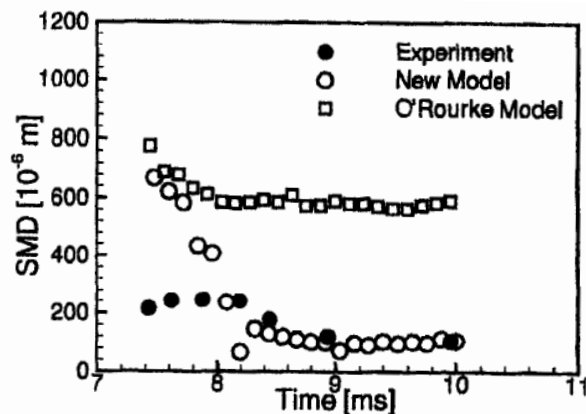


Figure 13. Comparaison de mesures expérimentales et de calculs numériques selon les modèles de Ko et Ryou [41] et de O'Rourke [69] du diamètre de Sauter moyen (SMD) à 100 mm de la buse en fonction du temps d'injection.

expérimentales, il est relativement difficile de l'apprécier correctement, à cause d'un manque de compréhension important des mécanismes de rupture postérieurs à la collision. En effet, peu de résultats expérimentaux, concernant les propriétés post-collision comme la taille ou la vitesse, pouvant être liées en outre à un paramètre adimensionnel caractéristique de l'écoulement autour des gouttes, sont disponibles à travers la littérature ; une amélioration de ce modèle passe donc par une meilleure compréhension des mécanismes fondamentaux relatifs à la collision entre deux gouttes.

1.6. Conclusion

La problématique de l'influence de la collision des gouttes sur la granulométrie des sprays utilisés lors de l'aspersion dans un bâtiment réacteur demeure complexe. Bon nombre d'études, citées auparavant, ont montré que les effets de collision et de coalescence sont à prendre en compte différemment selon les parties observées dans un spray. De plus, la forte interaction existant entre les sprays dans le bâtiment réacteur (Figure 2) contribue également à renforcer les effets d'interaction entre les gouttes et donc à complexifier la modélisation de ces phénomènes. On a pu voir que cette difficulté provient essentiellement de la décomposition de la fonction d'agglomération en deux termes (efficacité de collision et efficacité de coalescence) dont les

déterminations ne sont pas triviales. L'efficacité de collision se base la plupart du temps sur des modèles probabilistes du fait de la difficulté (liée au temps de calcul) à suivre les trajectoires de chacune des gouttes d'une population. La détermination de l'issue d'une collision entre deux gouttes, qui représente l'objet principal de la suite de ce travail, n'est définie quant à elle que de manière partielle, notamment au regard des conditions thermohydrauliques liées aux applications dans les réacteurs. C'est cette détermination, s'attachant à la description de la collision binaire, dont il est question dans le chapitre suivant.

2 Etat de l'art sur les collisions binaires

Il a été montré précédemment (paragraphe 1.4.4) qu'une définition exhaustive de l'efficacité de coalescence passe par la caractérisation des différents régimes de collision. Une revue globale de la littérature concernant la collision de gouttelettes a permis de mettre en évidence une classification des différents mécanismes inhérents à l'impaction de deux gouttelettes d'eau en atmosphère ambiante. Cinq régimes distincts ont ainsi pu être définis : le rebond, la coalescence, la séparation par étirement, la séparation par réflexion et enfin l'éclatement qui n'a été abordé que récemment. Des techniques variées sont utilisées pour caractériser les différents types de collision : on retrouve, d'un côté, des travaux expérimentaux comme ceux de Brazier-Smith *et al.* [10] ou d'Ashgriz et Poo [4] qui visent à obtenir des clichés de collision dans différentes conditions, et d'un autre côté, des études numériques destinées à simuler la collision de deux gouttes comme celles de Tanguy et Berlemont [98] (qui utilisent une méthode de suivi d'interface) ou de Gotaas *et al.* [30] (qui se sont particulièrement intéressés aux propriétés du liquide). L'ensemble de ces travaux constitue une base importante de résultats servant également de base de données à la construction de nouveaux modèles descriptifs des différentes issues possibles d'une collision de deux gouttes. De manière quasi unanime, ces auteurs s'attachent à caractériser les régimes selon trois paramètres adimensionnels : le nombre de Weber We_s (défini par l'équation (24) à partir du diamètre de la petite goutte et de la vitesse relative u_{rel}), le paramètre d'impact (équation (18)) et le rapport des diamètres Δ (Figure 14) :

$$We_s = \frac{\rho_{liq} d_s u_{rel}^2}{\sigma} \quad (24)$$

$$\Delta = \frac{d_s}{d_l} \quad (25)$$

où d_l et d_s sont respectivement les diamètres de la grosse et de la petite goutte.

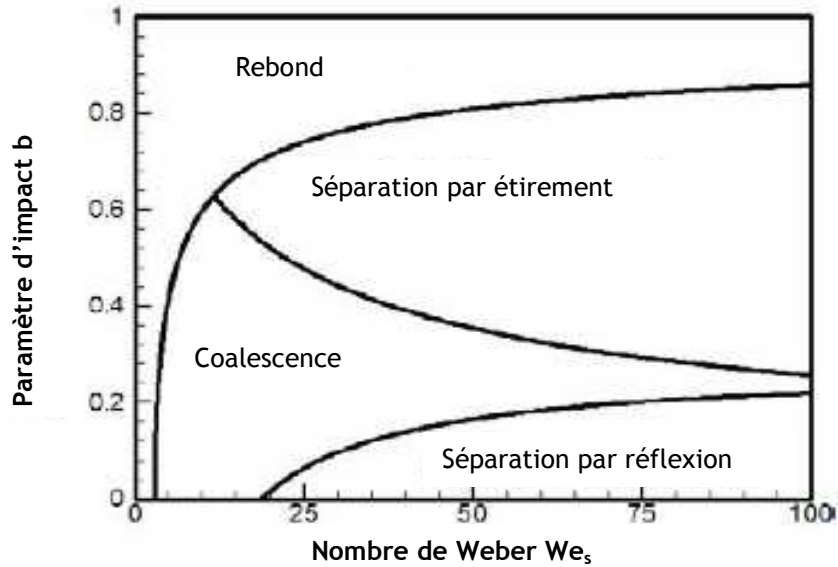


Figure 14. Courbes de transition approximatives entre les différents régimes de collision de deux gouttes d'eau de diamètres identiques en atmosphère ambiante (Estrade [24]).

2.1. Mécanismes liés aux différentes issues d'une collision

2.1.1. Rebond

Un exemple de collision binaire conduisant au rebond est donné sur la Figure 15. C'est la faible énergie cinétique des gouttes qui est ici mise en cause : elle n'est pas suffisante pour rompre le film gazeux qui les sépare. On assiste à leur déformation : elles s'aplatissent en se rapprochant. L'énergie cinétique initiale, bien que suffisante pour provoquer l'apparition de ce film gazeux, plus dense, ne permet pas d'atteindre la distance critique où les forces intermoléculaires de Van Der Waals deviennent prépondérantes. La totalité de l'énergie est alors utilisée, par la tension superficielle, afin de retrouver la stabilité de la forme sphérique. Les forces de tension de surface mises en jeu agissent alors sur le film gazeux en augmentant sa pression interne, et en éloignant les deux gouttes l'une de l'autre. Ce régime de rebond dépend fortement des caractéristiques du milieu ambiant, son étude requiert donc la quantification de paramètres extérieurs tels que la densité et la nature du gaz environnant.

2.1.2. Coalescence

Lorsque la vitesse relative entre les deux gouttes augmente, une énergie cinétique suffisante autorise alors la rupture du film gazeux les séparant, et ainsi la fusion des deux gouttes. Ce phénomène de coalescence induit la formation d'un disque épais (voir Figure 16), à la tranche arrondie, qui oscille avant de se contracter définitivement pour former une grosse goutte sphérique. Le nombre d'oscillations nécessaires à la dissipation de l'énergie cinétique en excès semble dépendre essentiellement du nombre de Weber et du paramètre d'impact. Le phénomène

de coalescence résulte donc de la compétition entre étirement et drainage, qui fait référence au flux de liquide échangé entre les deux gouttes, au niveau des points de contact. Lorsque le paramètre d'impact augmente, la quantité de fluide contribuant à l'étirement augmente, diminuant par la même occasion le temps dévolu au drainage et l'occurrence de la coalescence.

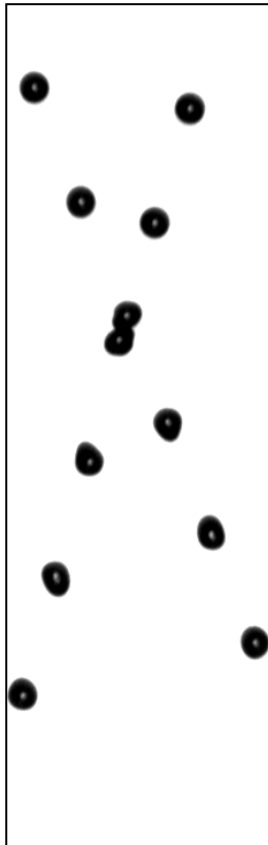


Figure 15. Rebond de gouttelettes d'éthanol, Rabe *et al.* [86] ($\Delta = 1$, $We_s = 20$, $b = 0,63$).

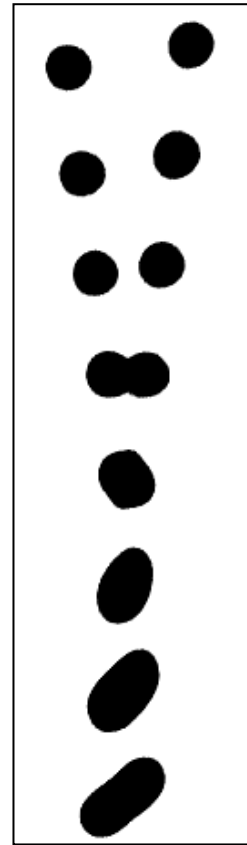


Figure 16. Coalescence de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 34$, $b = 0,24$).

Signalons que l'on trouve également de la coalescence avec faibles déformations à très bas We_s qui n'est pas reprise ici compte tenu des vitesses de gouttes considérées dans nos applications. La coalescence à laquelle on se réfère plus généralement dans ce document correspond à la coalescence avec fortes déformations.

2.1.3. Réflexion

Ce régime intervient pour des nombres de Weber élevés et de faibles valeurs du paramètre d'impact. Le rapprochement des centres de masse de chacune des gouttes contribue à transformer l'ensemble de l'énergie cinétique initiale en énergie surfacique, provoquant la formation d'une goutte s'apparentant à un disque-tore. Cette forme, ainsi nommée par Ashgriz et Poo [4], possède en son centre un fin film de liquide. Dû à une importante différence de courbure en périphérie et à l'intérieur du disque-tore, le gradient de pression y engendre une contraction vers le centre qui

vient contrer la tension de surface et former un long cylindre de liquide, aux extrémités arrondies. Lorsque le nombre de Weber devient relativement important, ce cylindre s'étend puis se rompt en plusieurs gouttelettes satellites. Les observations expérimentales de Ashgriz et Poo [4] semblent prouver que l'augmentation du paramètre d'impact diminue le nombre de satellites à l'inverse du nombre de Weber.



Figure 17. Séparation par étirement de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 45$, $b = 0,56$).

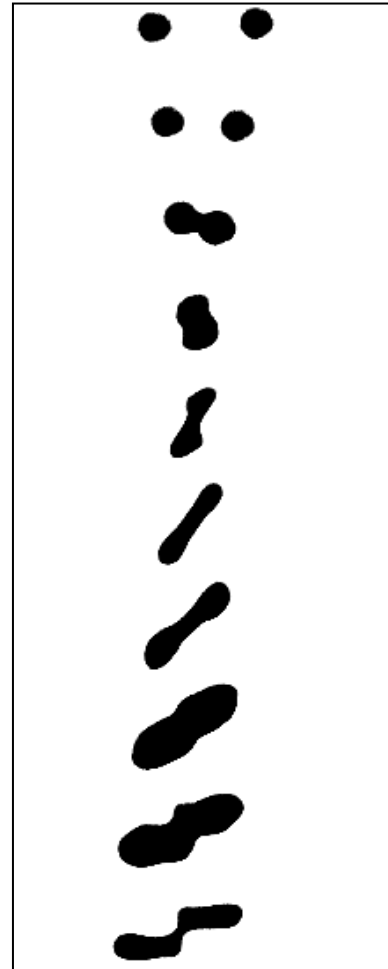


Figure 18. Séparation par réflexion de gouttelettes d'eau, Rabe [83] ($\Delta = 1$, $We_s = 33$, $b = 0,09$).

2.1.4. Etirement

Un paramètre d'impact important favorise la séparation par étirement du fait de la faible proportion de liquide entrant en contact pour chacune des gouttes. Les deux portions de fluide annexes à la collision, n'étant pas en interaction directe, tendent à poursuivre leurs trajectoires respectives et étirent l'ensemble formé, jusqu'à obtenir un long filament qui se disloque en un ou plusieurs satellites. L'issue de la collision dépend donc de la compétition entre l'énergie de surface, au niveau de la région d'interaction, œuvrant pour le maintien des deux gouttes ensemble, et l'énergie cinétique du fluide qui, ne participant pas à l'échange, privilégie l'étirement et la séparation des masses. Le nombre de gouttelettes satellites formées par la suite augmente avec le

paramètre d'impact jusqu'à une certaine valeur critique, à partir de laquelle il décroît. Ce nombre maximum de satellites est lié au nombre de Weber, selon Ko *et al.*[42], (dont le modèle est présenté dans l'Annexe 9).

2.1.5. Eclatement

Dans la littérature, l'étude et la description des régimes de collision, cités auparavant, se limite à de faibles nombres de Weber allant de 0 à environ 200, ce qui correspond à la plupart des collisions lors de chutes gravitationnelles. Dans le cadre de cette thèse, les données fournies sur le système d'aspersion d'un bâtiment réacteur (voir Figure 2) soulignent l'interaction qui existe entre les sprays, au sommet de l'enceinte. Ces zones sont le siège d'un grand nombre de collisions de gouttelettes à haute vitesse et donc à haut nombre de Weber engendrant un phénomène d'éclatement, tendant ainsi à modifier sensiblement la distribution granulométrique. Seuls quelques auteurs comme Park [71] ou Gunn [31] ont fait mention de l'occurrence de « régime d'éclatement » pour des nombres de Weber We_s légèrement supérieurs à 200. Plus récemment, Roth *et al.* [91] ont pu observer expérimentalement ce phénomène avec des gouttes d'iso-propanol impactant de manière frontale (Figure 19).

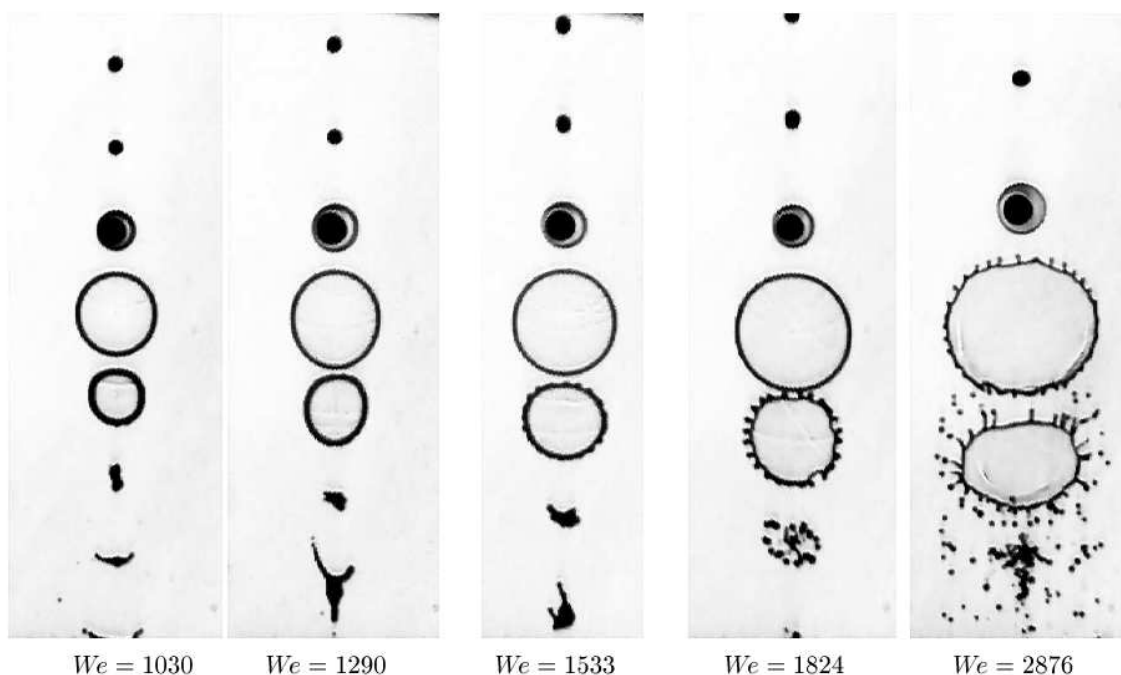


Figure 19. Vue de profil de la transition entre séparation par réflexion (à gauche) et éclatement (à droite) lors de collisions frontales de gouttelettes d'iso-propanol, Roth *et al.* [91]. Le nombre de Weber We de ces photos correspond au nombre de Weber We_s dans la nomenclature utilisée dans ce document.

Dans le cas d'une séparation par réflexion, un disque se forme suite à l'impact, s'étire, puis se referme sur lui-même avant de s'étendre sous la forme d'un filament qui se rompt. Pour des nombres de Weber plus élevés, le pourtour du disque montre des perturbations qui ont tendance à

croître, former des nœuds, puis des digitations et enfin, de nombreuses petites gouttes. Selon Roth [91], ce sont les forces capillaires qui amènent le disque à se contracter au niveau de sa périphérie, le transformant peu à peu en un tore. Lorsque la taille du disque atteint son maximum, l'influence des instabilités du liquide devient prépondérante : d'abord faibles, ces dernières grandissent ensuite sous forme de digitations avant de se désintégrer en fines gouttelettes qui dérivent de l'instabilité de Rayleigh, rendant ce phénomène comparable à celui de l'impaction d'une goutte sur une surface, décrit par Motzkus [59]. Un unique modèle mathématique, pour ce type d'éclatement, est proposé par Georjon et Reitz [29] qui supposent que, suite à la collision, un ligament se forme puis s'étire, sous l'emprise des forces inertielles, avant de se découper. Néanmoins, deux limitations s'imposent à ce modèle : le fait qu'il ne prenne pas en compte l'aspect torique du filament et enfin qu'il considère que les satellites possèdent tous la même taille.

2.2. Modèles représentatifs des transitions entre les régimes de collision

2.2.1. Rebond / Coalescence

Estrade [24] donne une première expression pour la caractérisation de la courbe de transition entre régimes de rebond et de coalescence. Elle se base sur l'observation expérimentale de la déformation en calottes sphériques des deux gouttes impactantes (Figure 20).

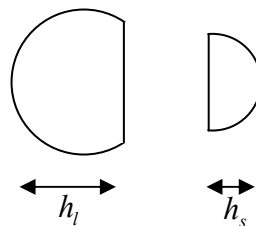


Figure 20. Représentation simplifiée de la déformation maximale de deux gouttelettes lors d'un rebond.

Le modèle suppose que le rebond apparaît lorsque la déformation engendrée par le rapprochement des gouttes accroît l'énergie surfacique, la rendant supérieure à l'énergie cinétique initiale. Dès lors, le bilan énergétique s'écrit :

$$E_{cin\ out} + E_{cin\ int} + E_{sur\ in} = E_{rot} + E_{sur\ f} \quad (26)$$

$E_{cin\ out}$ représente l'énergie cinétique des portions de gouttes qui ne sont pas en interaction directe. Par la suite, on considèrera que cette énergie se transforme en énergie de rotation E_{rot} conséquemment à la collision.

$E_{cin\ int}$ représente l'énergie cinétique des portions de gouttes en interaction (représentées en bleu sur la Figure 21).

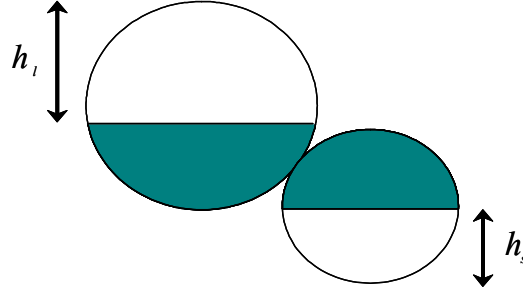


Figure 21. Portions d'interaction entre les gouttes.

$E_{sur\ in}$ représente l'énergie de surface initiale des gouttes,

E_{rot} l'énergie de rotation des gouttes,

et $E_{sur\ f}$ l'énergie de surface finale des gouttes déformées.

En se plaçant dans le repère lié au centre de masse de la petite goutte :

$$E_{cin\ int} = \frac{1}{2} \rho_{liq} V_{int} (u_l \cos \theta)^2 \text{ avec } \sin \theta = b \quad (27)$$

où θ est défini sur la Figure 8 et V_{int} représente le volume d'interaction :

$$V_{int} = \chi \frac{\pi d_l^3}{6} \quad (28)$$

et χ , la fraction d'interaction volumique, définie par Estrade [24] comme étant :

$$\chi = \begin{cases} \left(1 - \frac{1}{4}(2 - \lambda)^2(1 + \lambda)\right) & e > \frac{d_l}{2} \\ \frac{\lambda^2}{4}(3 - \lambda) & e \leq \frac{d_l}{2} \end{cases} \quad (29)$$

$$\text{avec } \lambda = (1 - b)(1 - \Delta) \quad (30)$$

où e est l'épaisseur de la portion des gouttes en interaction :

$$e = \left(\frac{d_l + d_s}{2}\right)(1 - b) = \frac{d_l}{2} \lambda \quad (31)$$

L'énergie surfacique initiale s'écrit :

$$E_{sur\ in} = \sigma \pi (d_l^2 + d_s^2) \quad (32)$$

L'énergie surfacique finale des gouttes déformées s'écrit :

$$E_{sur\ f} = \sigma \pi S_{l\ def} + \sigma \pi S_{s\ def} \quad (33)$$

où $S_{l\ def}$ et $S_{s\ def}$ représentent les surfaces respectives de la grosse et de la petite goutte déformée.

Estrade [24] trouve alors :

$$E_{sur f} = \sigma\pi \left(\frac{2h_l^2}{3} + \frac{1}{3} \frac{d_l^3}{h_l} \right) + \sigma\pi \left(\frac{2h_s^2}{3} + \frac{1}{3} \frac{d_s^3}{h_s} \right) \quad (34)$$

Les expressions données pour $S_{l \text{ def}}$ et $S_{s \text{ def}}$ seront discutées par la suite.

Le paramètre de forme φ de chacune des gouttelettes est ensuite défini ainsi : $\varphi = \frac{h}{r}$

où r est le rayon de la goutte. On obtient, pour l'énergie surfacique finale :

$$E_{sur f} = \frac{\sigma\pi d_l^2}{3} \left[\left(2 \left(\frac{3}{\varphi_l^2} + 1 \right)^{-2/3} + \left(\frac{3}{\varphi_l^2} + 1 \right)^{1/3} \right) + \Delta^2 \left(2 \left(\frac{3}{\varphi_s^2} + 1 \right)^{-2/3} + \left(\frac{3}{\varphi_s^2} + 1 \right)^{1/3} \right) \right] \quad (35)$$

L'occurrence du rebond intervient lorsque ce paramètre de forme prend une valeur critique φ_c définie empiriquement :

$$E_{sur f} = \frac{\sigma\pi d_l^2}{3} \left(1 + \Delta^2 \right) \left(2 \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{-2/3} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{1/3} \right) \quad (36)$$

Ce paramètre critique de forme φ_c (évalué par Estrade à 0,265 pour des mesures réalisées sur des gouttes d'éthanol de tailles similaires $\Delta=1$) dépend du nombre d'Ohnesorge, basé sur le diamètre moyen des deux gouttes (définition au paragraphe 1.4.1) afin de caractériser les effets des propriétés du fluide sur les différentes issues possibles de la collision.

D'après le bilan d'énergie, on obtient alors :

$$E_{cin \text{ int}} = E_{sur f} - E_{sur \text{ in}} \quad (37)$$

$$E_{cin \text{ int}} = \frac{\sigma\pi d_l^2}{3} \left(1 + \Delta^2 \right) \left(\frac{2}{\left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{2/3} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{1/3}} - \sigma\pi d_l^2 \left(1 + \Delta^2 \right) \right) \quad (38)$$

Ce qui donne la courbe de transition rebond / coalescence (où φ_c est une constante) :

$$We_{Coal} \text{ Reb} = \frac{(1 + \Delta^2)(4\Phi_c - 12)\Delta}{\chi(1 - b^2)} \text{ avec} \quad (39), (40)$$

$$\Phi_c = \frac{2}{\left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{2/3} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{1/3}}$$

Néanmoins, la surface des gouttes en interaction ($S_{l \text{ def}}$ et $S_{s \text{ def}}$) utilisée dans cette démonstration ne semble pas triviale du fait qu'elle ne prend en compte que la surface de la calotte des sphères tronquées de même volume que les gouttes initiales, sans celle du disque de la tranche de chacune des sphères tronquées.

En recalculant cette surface (voir Annexe 1) nous trouvons :

$$S_{\text{int}} = \pi \left(\frac{2d^3}{3h} + \frac{1}{3}h^2 \right) \quad (41)$$

Enfin, le fait que ce modèle ne prenne pas en compte l'influence des propriétés de la phase gazeuse nous a incité à le reconsidérer par la suite. Post et Abraham [79], qui ont mesuré l'influence du rapport des diamètres de gouttes Δ sur la courbe de transition entre les régimes de rebond et de coalescence (Figure 22), montrent que lorsque ce ratio diminue, l'importance du régime de rebond décroît au profit de la coalescence. Ils suggèrent également que deux limitations peuvent être émises concernant le modèle d'Estrade [24] ; en premier lieu, la détermination empirique nécessaire du paramètre de forme critique Φ_c , et, de surcroît, le fait que l'interaction du fluide avec le milieu ambiant soit négligée, ce qui ne permet pas de retrouver les données expérimentales de Qian et Law [82] à des pressions différentes.

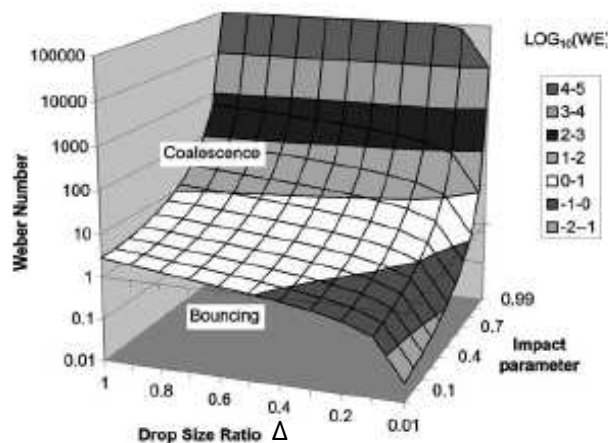


Figure 22. Influence du rapport des diamètres sur la transition coalescence/rebond dans le modèle d'Estrade [24] calculé par Post et Abraham [79]. Le régime de rebond se situe au-dessous de cette surface alors que la coalescence est au-dessus. Le nombre de Weber We utilisé ici correspond à We_s dans la nomenclature de ce document.

2.2.2. Coalescence / Etirement

L'étirement (voir Figure 23) est le premier régime de séparation à avoir été mis en évidence par Brazier-Smith *et al* [10]. Leur étude s'est attachée à construire un modèle définissant la transition entre étirement et coalescence se basant sur un bilan d'énergie entre la goutte résultante du choc et les gouttes initiales. O'Rourke [69] s'est largement inspiré de ce modèle, utilisant le paramètre d'impact et le nombre de Weber (voir Figure 24) comme données d'entrée, afin de simuler le comportement des sprays.

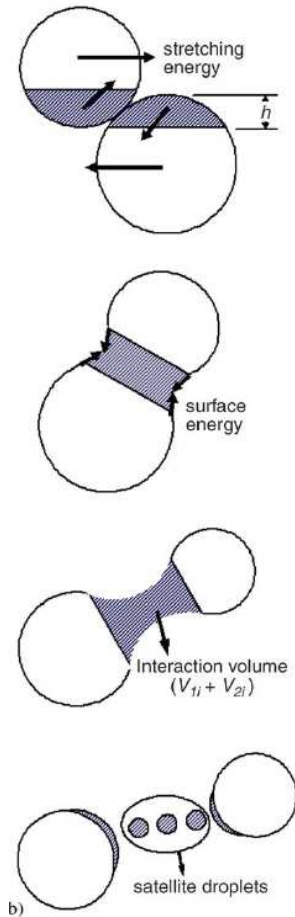


Figure 23. Représentation schématique d'une séparation par étirement, Ko et Ryou [41].

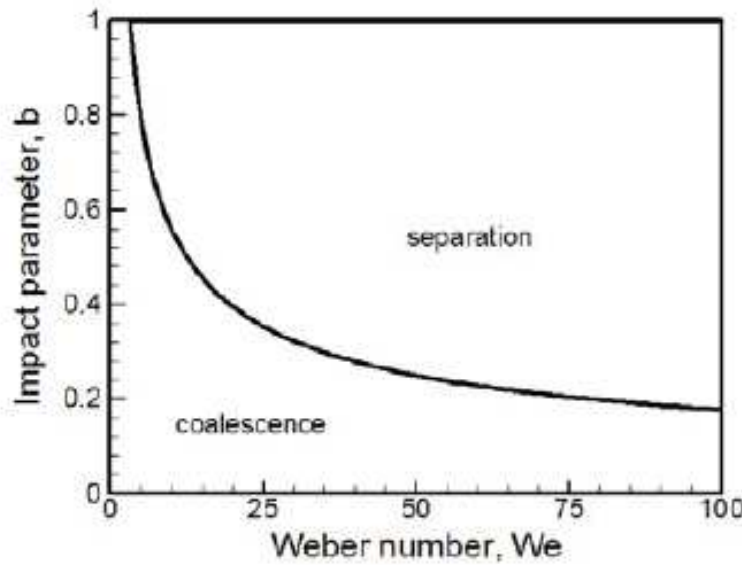


Figure 24. Courbes limites adoptées dans le modèle de O'Rourke et Bracco [70] présentées par Ko *et al.* [42] pour $\Delta=1$.

Le critère de transition choisi dans ce cas, entre la séparation par étirement et la coalescence, est donné en termes d'efficacité de coalescence critique par Brazier-Smith *et al.* [10] dans l'équation (21) où f est approchée par une fonction polynomiale du rapport inverse des diamètres de gouttes γ :

$$f(\gamma) = \gamma^3 - 2,4\gamma^2 + 2,7\gamma \quad (42)$$

$$\gamma = \frac{1}{\Delta} = \frac{d_l}{d_s} \quad (43)$$

La fonction f provient du critère adopté pour la séparation qui apparaît lorsque l'énergie rotationnelle de la goutte résultante surpasse l'énergie de surface nécessaire à la reformation des gouttes primaires (voir Annexe 2 pour la démonstration). L'énergie rotationnelle E_{rot} d'une sphère peut être exprimée sous la forme :

$$E_{rot} = \frac{5\pi 4\delta^2 u_{rel}^2 r_l^6 r_s^6}{3r_f^{11}} \quad (44)$$

où r_f est le rayon de la goutte issue de la coalescence des deux gouttes primaires.

L'énergie de surface E_{sur} requise à la formation de deux gouttes de rayon r_l et r_s à partir d'une goutte de rayon r_f nous est donnée par l'équation :

$$E_{sur} = 4\pi r_s^2 \sigma \left(1 + \gamma^2 + (1 + \gamma^3)^{2/3} \right) \quad (45)$$

En considérant que la limite entre les régimes de coalescence et de séparation est définie par la condition $E_{rot} = E_{sur}$, on obtient :

$$\left(\frac{u_{rel}^2 r_s \rho_{liq}}{\sigma} \right) b_c^2 = 2,40 f(\gamma) \quad (46)$$

$$\text{soit} \quad b_c^2 = C_{Coal} = \frac{2,4 f(\gamma)}{We_s} \quad (47)$$

$$\text{avec} \quad f(\gamma) = \frac{(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{2/3})(1 + \gamma^3)^{11/3}}{\gamma^6 (1 + \gamma)^2} \quad (48)$$

qui peut être approchée correctement par l'équation (24) vue précédemment.

Ashgriz et Poo [4] se sont également intéressés à la frontière entre coalescence et étirement. Ils en proposent une modélisation basée sur la compétition entre l'énergie cinétique favorisant la séparation et l'énergie de surface d'un cylindre de volume équivalent à l'ensemble des deux gouttes. L'énergie cinétique de rupture se décompose alors en deux parties, une première correspondant à la fraction des gouttes ne participant pas à la coalescence et l'autre à l'énergie d'interaction entre les volumes de contact (partie hachurée sur la Figure 25).

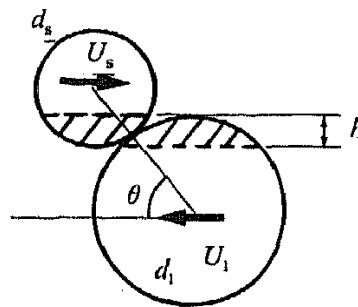


Figure 25. Paramètres de caractérisation des volumes d'interaction des gouttes, Ashgriz et Poo [4].

Leur formulation du problème utilise les volumes d'interaction des gouttes définis par :

$$V_{s\text{int}} = \phi_s V_s \quad (49)$$

$$V_{l\text{int}} = \phi_l V_l \quad (50)$$

où ϕ_s et ϕ_l sont définis par :

$$\phi_s = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4\Delta^3} (2\Delta - \Gamma)^2 (\Delta + \Gamma) & \text{pour } h \geq \frac{1}{2} d_s \\ \frac{\Gamma^2}{4\Delta^3} (3\Delta - \Gamma) & \text{pour } h < \frac{1}{2} d_s \end{cases} \quad (51)$$

$$\phi_l = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4} (2 - \Gamma)^2 (1 + \Gamma) & \text{pour } h \geq \frac{1}{2} d_l \\ \frac{\Gamma^2}{4} (3 - \Gamma) & \text{pour } h < \frac{1}{2} d_l \end{cases} \quad (52)$$

avec

$$\Gamma = (1 - b)(1 + \Delta) \quad (53)$$

L'énergie cinétique effective totale s'écrit alors :

$$E_{\text{cin etir}} = \frac{1}{2} \rho_{\text{liq}} \left[(V_s - V_{s\text{int}}) u_s^2 + (V_l - V_{l\text{int}}) u_l^2 \right] + \frac{1}{2} \rho_{\text{liq}} \left[V_{s\text{int}} (u_s \sin \theta)^2 + V_{l\text{int}} (u_l \sin \theta)^2 \right] \quad (54)$$

L'énergie surfacique considérée dans ce modèle est liée à la surface d'un cylindre de hauteur h (Figure 25) et de volume équivalent à la somme des volumes d'interaction. L'énergie surfacique s'écrit alors de la sorte :

$$E_{\text{sur}} = 2\sigma \left[\pi h (V_{s\text{int}} + V_{l\text{int}}) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (55)$$

Le critère de prépondérance du régime d'étirement par rapport à la coalescence est alors :

$$E_{\text{cin etir}} \geq E_{\text{sur}} \quad (56)$$

Soit (on se reportera à l'Annexe 4 pour la démonstration) :

$$We_{\text{Coal/Etir}} = \frac{4(1 + \Delta^3)^2 \left[3(1 + \Delta)(1 - b)(\Delta^3 \phi_s + \phi_l) \right]^{\frac{1}{2}}}{\Delta^2 \left[(1 + \Delta^3) - (1 - b^2)(\phi_s + \Delta^3 \phi_l) \right]} \quad (57)$$

La comparaison du modèle d'Ashgriz et Poo [4] et de leurs résultats expérimentaux à celui de Brazier-Smith *et al.* [10] est présentée sur la Figure 26. Il apparaît clairement que même si le modèle de Brazier-Smith donne une description relativement correcte de la frontière entre les régimes d'étirement et de coalescence pour des gouttes de même taille (a) sur la Figure 26), cette dernière est surestimée lorsque le rapport des diamètres diminue. Le modèle d'Ashgriz et Poo [4]

est adapté pour $We_s > 25$ mais sous-estime les résultats expérimentaux pour $We_s < 25$. Dans la suite, nous proposerons un modèle simple basé sur des considérations physiques.

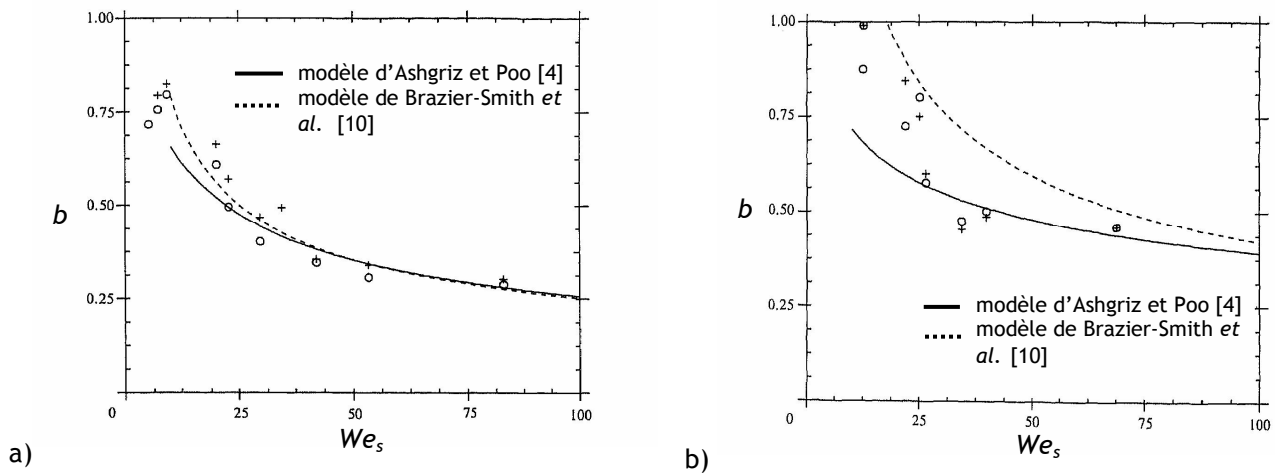


Figure 26. Comparaison entre les modèles d'Ashgriz et Poo [4] et de Brazier-Smith *et al.* [10] pour la transition étirement / coalescence (a. $\Delta=1$, b. $\Delta=0,75$).

2.2.3. Coalescence / Réflexion

Lors d'études récentes, relatives à la collision de gouttelettes de carburant dans les moteurs, un second régime de séparation a été observé. Il s'agit de la réflexion, qui se différencie de la séparation avec étirement par la formation d'un disque, conséquence directe de l'opposition du fluide de chaque goutte, qui oscille afin de dissiper l'énergie cinétique. Ces oscillations sont dues aux flux induits par les forces surfaciques en concurrence avec l'inertie du fluide. L'énergie cinétique qui demeure trop importante tend à fractionner l'ensemble en engendrant la formation de satellites (Figure 27). Ce type de séparation apparaît lors de collisions frontales ou ayant une faible excentricité (Figure 28).

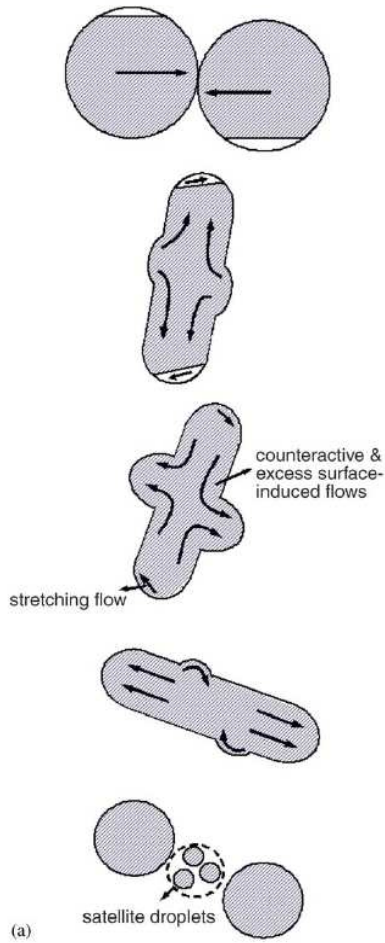


Figure 27. Représentation schématique d'une séparation par réflexion, Ko et Ryou [41].

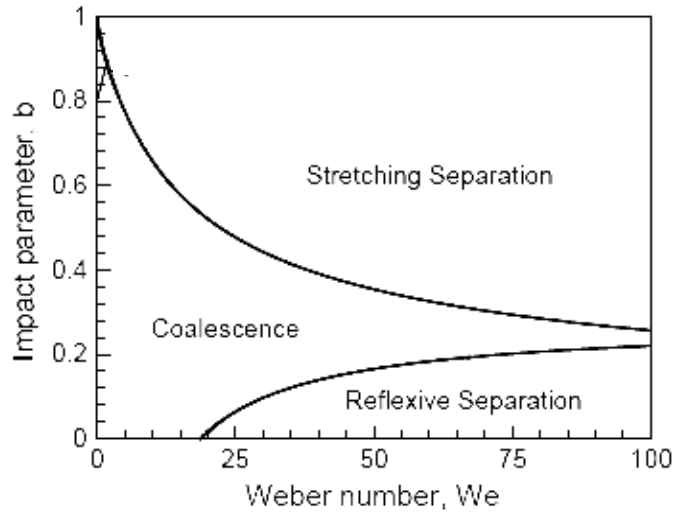


Figure 28. Courbes limites adoptées dans le modèle de Ashgriz et Poo [4] présentées par Ko *et al.* [42] pour $\Delta=1$. We représente ici We_s dans la nomenclature de ce document.

Ashgriz et Poo [4] proposent un critère déterminant pour la transition entre coalescence et séparation par réflexion en considérant que l'occurrence de ce régime est la conséquence d'un excès d'énergie, appelée énergie de réflexion E_{ref} par rapport à l'énergie surfacique E_{sur} . De plus, après plusieurs oscillations, la tension de surface a tendance à favoriser la séparation. De ce fait, Ashgriz et Poo postulent que la séparation par réflexion intervient lorsque l'énergie de réflexion est au moins égale à 75% de l'énergie de surface de la goutte résultante de la collision des deux gouttes initiales :

$$E_{ref} \geq 0,75 \sigma \pi (d_l^3 + d_s^3)^{\frac{2}{3}} \quad (58)$$

L'énergie de réflexion du membre de gauche est constituée par la somme de l'énergie cinétique d'interaction fluide $E_{cin\ int}$, la différence d'énergie surfacique $E_{sur\ eks}$ entre les gouttes parents et la goutte résultante, et l'énergie cinétique d'étirement du fluide $E_{cin\ etir}$:

$$E_{ref} = E_{cin\ int} + E_{sur\ eks} + E_{cin\ etir} \quad (59)$$

L'énergie cinétique d'interaction fluide vaut :

$$E_{cin\ int} = \frac{1}{2} \rho_{liq} (V_{s\ int} \|\vec{u}_s\|^2 + V_{l\ int} \|\vec{u}_l\|^2) \quad (60)$$

L'énergie surfacique en excès vaut :

$$E_{sur\ exs} = \sigma \pi d_l^2 \left[(1 + \Delta^2) - (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (61)$$

L'énergie cinétique du fluide vaut :

$$E_{cin\ etir} = \frac{1}{2} \rho_{liq} \left[(V_s - V_{s\ int}) \|\vec{u}_s\|^2 - (V_l - V_{l\ int}) \|\vec{u}_l\|^2 \right] \quad (62)$$

Ainsi, selon Ashgriz et Poo [4], le flux d'étirement tend à réduire l'énergie de réflexion.

Ici, $V_{s\ int}$ et $V_{l\ int}$ désignent respectivement les volumes d'interaction (représentés en bleu sur la Figure 23 et la Figure 27) :

$$V_{s\ int} = \frac{1}{6} \pi d_s^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2) \quad (63)$$

$$V_{l\ int} = \frac{1}{6} \pi d_l^3 (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2) \quad (64)$$

$$\xi = \frac{1}{2} b(1 + \Delta) \quad (65)$$

En réinjectant les expressions de $V_{s\ int}$ et $V_{l\ int}$ dans les équations précédentes et par simplifications successives, on trouve que le régime de séparation par réflexion apparaît lorsque (pour la démonstration, on se référera à l'Annexe 3) :

$$We_{Coal / Ref} < 3 \left[7(1 + \Delta^3)^{2/3} - 4(1 + \Delta^2) \right] \frac{\Delta(1 + \Delta^3)^2}{\Delta^6 \left[2(1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{1/2} - 1 \right] + 2(\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{1/2} - \Delta^3} \quad (66)$$

2.2.4. Tableau récapitulatif des principales équations des courbes frontières entre chaque régime pour des gouttelettes d'eau

Les paramètres prépondérants explicités dans le tableau ci-dessous correspondent aux expressions directement introduites par les auteurs, et permettent une simplification des équations caractérisant les courbes frontières entre les différents régimes. Ils dépendent eux-mêmes d'autres paramètres tels que x , ζ , Δ , φ_c , γ , qui ont été définis auparavant dans les paragraphes relatifs aux critères de transition.

Tableau 3. Résumé des principaux modèles pour les courbes frontières des différents régimes de collision de gouttelettes d'eau, présentés précédemment

Régimes de collision délimitant la frontière	Equation de la courbe frontière	Paramètres prépondérants
Coalescence/Séparation par étirement	$We_{Coal/Etir} = \frac{4(1 + \Delta^3)^2 [3(1 + \Delta)(1 - b)(\Delta^3 \phi_s + \phi_i)]^{\frac{1}{2}}}{\Delta^2 [(1 + \Delta^3) - (1 - b^2)(\phi_s + \Delta^3 \phi_i)]}$	Φ_s et Φ_i portions en interaction de la petite et de la grosse goutte (équations (51) et (52))
Coalescence/Séparation par réflexion	$We_{Coal/Ref} = \left[\frac{3 \left(7(1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} - 4(1 + \Delta^2) \right) \Delta (1 + \Delta^3)^2}{(\eta_2 + \Delta^6 \eta_1)} \right]$	$\eta_1 = 2(1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} - 1$ $\eta_2 = 2(\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} - \Delta^3$
Coalescence/Rebond	$We_{Coal/Reb} = \frac{(1 + \Delta^2)(4\Phi_c - 12)\Delta}{\chi(1 - b^2)}$	$\Phi_c = \frac{2}{\left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{2/3}} + \left(\frac{3}{\varphi_c^2} + 1 \right)^{1/3}$ $\varphi_c = cste$

2.3. Paramètres physiques ayant une influence sur l'issue de la collision

2.3.1. Propriétés du gaz et drainage du film gazeux

Peu d'études concernant la collision de gouttelettes font état d'observations relatives à l'influence des propriétés du milieu environnant.

En travaillant sous une atmosphère appauvrie en eau et constituée à 99,7 % d'azote, Park [71] est un des premiers à avoir pu constater de légères modifications des régimes de collision selon les variations de pression atmosphérique au sein du laboratoire. Tout en attribuant ces modifications aux erreurs de mesure, il s'est interrogé sur l'influence de la pression du gaz environnant, notamment au niveau du drainage du film gazeux séparant les deux gouttes. Il a supposé qu'une augmentation de la densité ou de la viscosité de la phase gazeuse contribuait à inhiber la formation de ponts fluides entre les deux gouttes favorisant ainsi l'occurrence du régime de rebond. De même, grâce à un dispositif de pompe à vide, Willis et Orme [106] sont arrivés à une conclusion identique en observant que seul le régime de coalescence, pour une pression de $1,33 \times 10^{-7}$ bar, avec des gouttelettes d'eau, était présent pour des nombres de Weber We_s jusqu'à 2840.

Afin de tenir compte de cet effet de pression, Post et Abraham [79] proposent de modifier le facteur de forme introduit par Estrade [24] pour caractériser le régime de rebond. En se basant sur l'hypothèse que pour les hauts nombres de Reynolds le coefficient de traînée est proportionnel au nombre de Reynolds à la puissance (-1/3), la force de traînée F_D est donc proportionnelle à la masse volumique à la puissance 2/3, et en supposant également que l'énergie de déformation des gouttes

est proportionnelle à la force de traînée, le paramètre de forme critique Φ_c proposé par Estrade peut être modifié en fonction de la masse volumique du gaz environnant :

$$\Phi_c = \Phi_{c0} (\rho_{\text{gaz}} / \rho_{\text{atm}})^{2/3} \quad (67)$$

où $\rho_{\text{atm}} = 1,16 \text{ kg.m}^{-3}$ (masse volumique de l'air à 25°C et à pression ambiante)

Malheureusement, ce modèle n'a encore jamais été éprouvé expérimentalement et souffre également de la détermination du facteur de forme Φ_{c0} .

En partant du constat que l'entrave principale au phénomène de coalescence demeure la présence d'un film gazeux entre les gouttes, qui doit être expulsé avant tout contact, Qian et Law [82] ont quant à eux cherché à modifier la dynamique de ce film en changeant les propriétés du gaz environnant. Du fait de l'influence directe de la densité du gaz sur l'inertie du film, leur première approche a consisté à modifier la pression afin de retrouver le même ensemble de régimes de collision pour de l'eau et du tétradécane. Les résultats obtenus ((1) sur la Figure 29) ont montré l'existence d'un régime de rebond avec des gouttelettes d'eau, qui se développe lorsque la pression augmente.

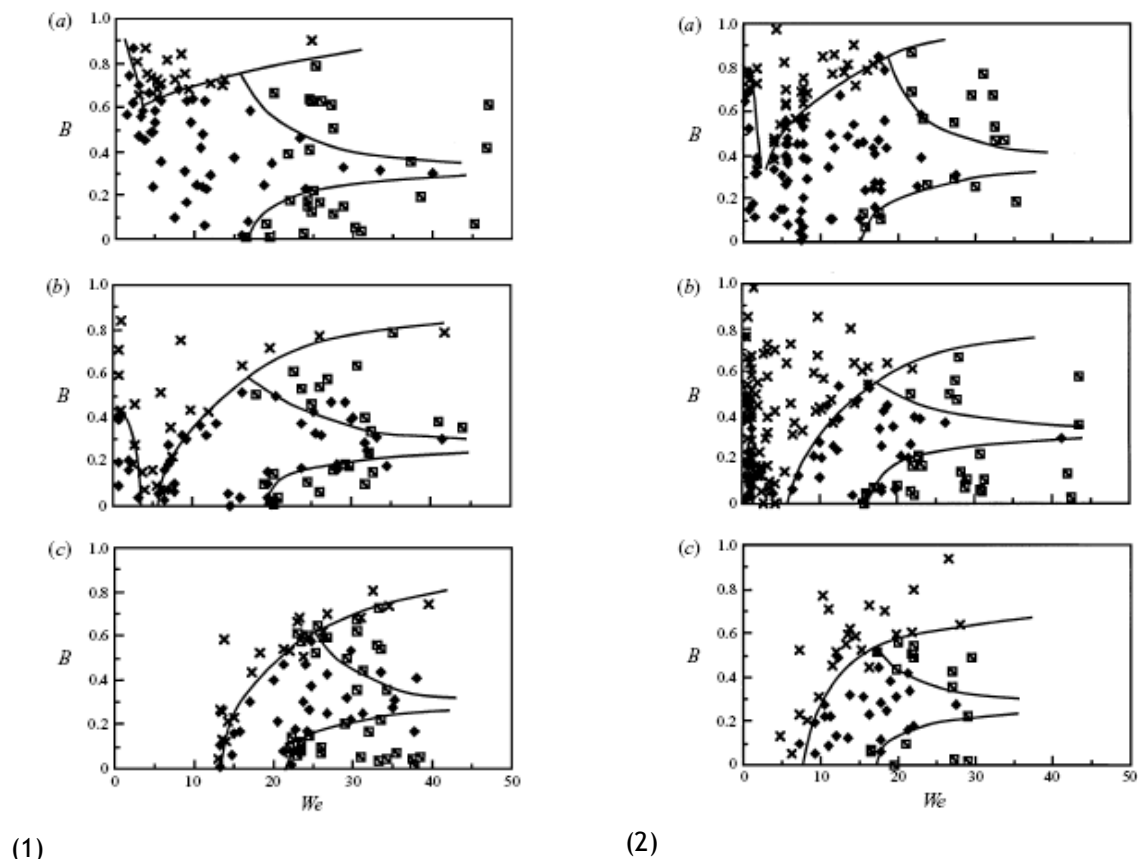


Figure 29. Transitions entre les régimes de collision pour des gouttelettes d'eau sous différentes pressions d'azote (1) ♦ coalescence, × rebond, □ séparation. (a) 1 atm, (b) 2,7 atm, (c) 8 atm, et différentes pressions d'hélium (2) ♦ coalescence, × rebond, □ séparation. (a) 4,4 atm, (b) 7,5 atm, (c) 11,7 atm (Qian et Law [82]).

Afin de confirmer l'influence de la densité du gaz, une seconde série d'expériences avec de

l'hélium a prouvé qu'une pression relative plus importante était nécessaire pour obtenir les mêmes régimes, de par sa masse molaire, moindre que celle de l'azote. Néanmoins, la masse volumique n'est pas la seule propriété du gaz influençant l'issue de la collision. En effet, alors que la masse volumique de l'azote à 1 atm (Figure 29 (a)) correspond à celle de l'hélium à 7,5 atm (Figure 29 (b)), le régime de rebond est plus développé pour une atmosphère d'hélium. D'après Qian et Law [82] cette différence provient vraisemblablement de la viscosité dynamique qui, plus importante pour l'hélium, ne permet pas au film gazeux d'être expulsé suffisamment vite. Néanmoins, une comparaison des courbes relatives à un même liquide, avec différentes valeurs de pression du gaz environnant, montre que la modification des propriétés du gaz ne semble pas avoir d'influence notable, du moins entre 1 et 2,7 bar, sur l'apparition des régimes de séparation. Les effets dissipatifs de l'énergie, prépondérants dans ces régimes, dépendent en grande partie des propriétés du fluide.

Cette dernière conclusion ressort également de l'étude de Davis *et al.* [16] qui se sont intéressés au drainage du film gazeux lors de l'approche de deux gouttes. Leurs travaux se sont concentrés sur l'étude des forces hydrodynamiques résistantes au mouvement relatif des gouttes se rapprochant dans un écoulement de Stokes. De cette manière, trois régimes distincts d'écoulement du gaz entre les gouttes ont pu être discernés, dépendant essentiellement de la viscosité du fluide des gouttes. Il s'avère en effet que des gouttes très visqueuses s'apparentent dans ce cas à des sphères dures qui sont soumises à une force de résistance inversement proportionnelle à la distance les séparant. A l'inverse, pour des gouttes de fluide peu visqueuses, la résistance de l'écoulement gazeux au niveau de l'interface est plus faible, entraînant ainsi une évacuation plus rapide du film favorisant la coalescence. Leur modèle, basé sur la théorie de la lubrification, a également mis en évidence un écoulement tangentiel de cisaillement ainsi qu'un phénomène de recirculation à l'intérieur des gouttes. Deux restrictions s'appliquent tout de même à leurs résultats, du fait que les effets inertiels (relatifs aux vitesses d'approche des gouttes) et de déformation (gouttes supposées entièrement sphériques) n'ont pas été pris en compte. Néanmoins, leurs conclusions corroborent avec l'ensemble des données expérimentales de la littérature à savoir que le régime de rebond est favorisé lorsque la viscosité du fluide augmente.

Vapeur de liquide

Enfin, une dernière série d'études expérimentales (Ochs *et al.* [65], Qian et Law [82], Schotland [93]) destinées à investiguer l'influence de la vapeur du fluide sur la coalescence, a prouvé que la propension au régime de rebond diminue de manière notable lorsque la teneur en vapeur augmente. Ochs *et al.* [65], [66], qui ont procédé à des expériences de collision de gouttes sous différents degrés d'humidité, ont pu mettre en évidence l'influence de ce paramètre : une faible humidité relative tend à favoriser le rebond de par une augmentation du temps de drainage du film gazeux. Leur hypothèse réside dans le fait que l'évaporation tend à refroidir la surface des gouttelettes ainsi que le gaz à l'interface et donc à diminuer sa vitesse de drainage.

Tableau 4. Résumé des observations de différents auteurs sur l'influence de la nature du fluide et du gaz sur la collision.

Auteurs	Travaux expérimentaux ou modélisation	Nature des gaz	Nature des fluides	Pression	Observations
Estrade [24]	expérimentaux	air	éthanol, glycol, eau	P_{atm}	pas de régime de rebond pour des gouttes d'eau
Ochs <i>et al.</i> [65]	expérimentaux	air sec, air humide	eau déionisée	P_{atm}	régime de rebond et formation de satellites favorisés lorsque l'humidité ↓
Park [71]	expérimentaux	azote	eau distillée	P_{atm}	régime de coalescence inhibé lorsque $P \uparrow$
Post et Abraham [79]	modélisation	air	hydrocarbures divers	$P < 10 atm$	régime de coalescence inhibé lorsque $P \uparrow$
Qian et Law [82]	expérimentaux	air, azote, hélium, éthylène-azote	eau, tétradecane	0,6-11,7 atm	régime de rebond favorisé lorsque la masse volumique et la viscosité du gaz ↑
Willis et Orme [106]	expérimentaux	air	Dow Corning 200	$1,33 \times 10^{-7} bar$	régime de coalescence favorisé lorsque $P \downarrow$

2.3.2. Propriétés du fluide

Un intérêt croissant pour la combustion dans les sprays a encouragé certains auteurs à observer et décrire la collision de gouttes d'hydrocarbure. Parmi eux, Jiang *et al.* [36] ont conduit une large investigation concernant les propriétés intrinsèques de divers alcanes, comparées à celles de l'eau, dans le comportement des gouttes lors de collisions. Les collisions qu'ils ont enregistrées avec des hydrocarbures exhibent en effet des issues différentes : coalescence avec faibles déformations, rebond, coalescence avec forte déformation, séparation avec un ou plusieurs satellites alors que celles de l'eau ne présentent que les régimes de coalescence, de séparation par réflexion ou par étirement. De plus, les courbes de transition entre ces différents régimes varient selon le type d'alcanes employé ce qui tend à prouver que les différences proviennent des caractéristiques du fluide comme la tension superficielle, prise en compte dans le calcul du nombre de Weber, ou la viscosité. Jiang *et al.* [36] ont reporté ces observations expérimentales des nombres de Weber critiques de transition entre les différents régimes en fonction du rapport μ_{liq}/σ caractéristique du liquide employé. Le nombre de Weber critique \hat{S} qu'ils utilisent dérive de l'énergie de surface considérée lorsque la goutte formée après collision oscille.

$$\hat{S} = 1 + (1 - \psi)We^* \quad (68)$$

avec $We^* = \frac{We_s}{48}$

ψ représente ici le coefficient de dissipation énergétique surfacique. La valeur de tension superficielle des hydrocarbures utilisés variant peu, on peut voir, sur la Figure 30, que ces nombres de Weber critiques We^* varient linéairement avec la viscosité μ_{liq} .

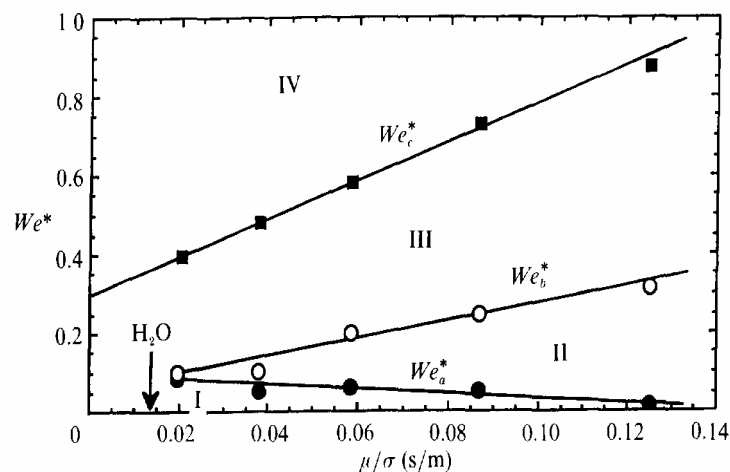


Figure 30. Corrélations de Jiang *et al.* [36] entre les nombres de Weber critiques de transition pour différents régimes de collisions frontales en fonction du rapport μ_{liq}/σ . I coalescence avec faible déformation, II rebond, III coalescence avec forte déformation, IV séparation.

A partir de leurs résultats expérimentaux, Jiang *et al.* [36] indiquent que les processus de dissipation visqueuse sont les mêmes pour le régime de rebond ou de coalescence avec forte déformation, seule une vitesse supérieure permet d'expulser le film gazeux. L'intersection des courbes séparant les régimes I/II et II/III leur permet d'affirmer que l'eau n'affiche pas de régime de rebond à pression atmosphérique du fait de son faible rapport $\mu_{liq}/\sigma = 0,014 < 0,02$ qui correspond à une valeur inférieure à celle du point d'intersection de We_a^* et We_b^* .

Plus récemment, Gotaas *et al.* [30] se sont aussi intéressés aux effets de la viscosité du fluide de manière expérimentale et numérique. En utilisant différents alcanes, leur étude a pu valider dans un premier temps le modèle de Jiang *et al.* [36] de transition coalescence / étirement en fonction des propriétés intrinsèques du fluide :

$$b = \frac{C_1}{We_s^{\frac{1}{5}}} \left[1 + C_2 \frac{\mu_{liq}}{\sigma} \left(\frac{\rho_{liq} d}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (69)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes fixées empiriquement.

Les observations de Qian et Law [82] ont également montré que le régime de rebond, très dépendant des conditions environnantes, était favorisé par une viscosité du fluide plus importante conduisant à une dissipation énergétique plus grande lors de l'expulsion du film gazeux présent entre les gouttes. Qian et Law [82] se sont également appuyés sur les résultats de Jiang *et al.* [36] ainsi que sur une analyse phénoménologique pour comprendre le rôle de la déformation, suite au choc entre les gouttes, et déterminer l'origine de la courbe de transition entre la coalescence et la séparation (We_c^*). Ils sont arrivés à la conclusion que la dissipation énergétique se produit en deux phases. Une première phase est caractérisée par de grandes déformations de l'ensemble des deux gouttes où la dissipation énergétique est indépendante de la valeur de la viscosité alors que la seconde phase est associée à des oscillations de faibles amplitudes sur lesquelles la viscosité possède une influence importante. A partir d'une décomposition phénoménologique de la dissipation énergétique en 3 phases d'oscillation et une phase de tension superficielle (voir Qian et Law [82] pour plus de détails), ils parviennent à définir l'évolution du nombre de Weber critique (We_c^*) de transition entre les régimes de coalescence avec forte déformation (III) et de séparation par réflexion (IV) en fonction du nombre d'Ohnesorge :

$$We_c^* = \beta Oh + \lambda \quad (70)$$

où β est un paramètre géométrique indépendant des propriétés du liquide et λ représente l'excès d'énergie superficielle due à la déformation des gouttes. Des valeurs de $\beta=30$ et $\lambda=15$ conduisent à une corrélation (We_c^*) en bon accord avec la littérature comme on peut le voir sur la Figure 31.

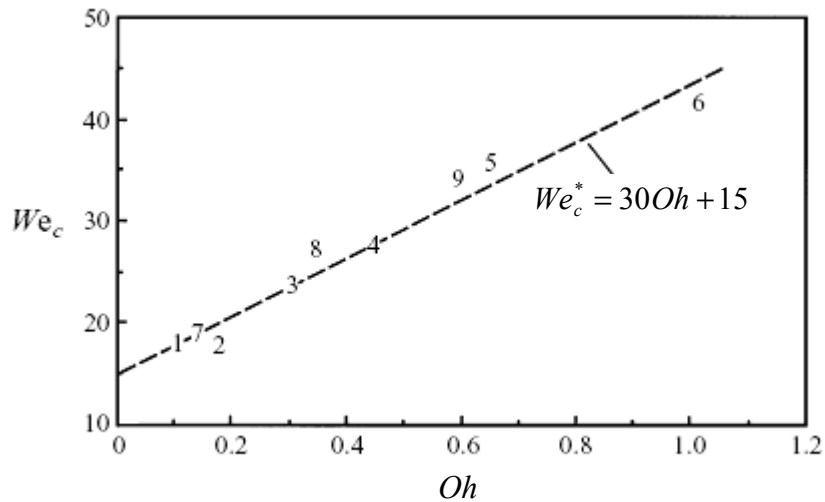


Figure 31. Nombre de Weber critique (We_c^*) entre coalescence avec déformation et séparation en fonction du nombre d'Ohnesorge (Oh) dans un environnement d'air ou d'azote ; Park [71] : 1, 2 eau à 1 atm de N_2 . Jiang *et al.* [36] : 3 décane, 4 dodécane, 5 tétradécane, 6 hexadécane à 1 atm d'air. Qian et Law [82] : 7 eau à 8 atm d'air, 9 tétradécane à 2,4 atm de N_2 .

Leurs résultats ont néanmoins remis en cause le modèle de Jiang *et al.* [36] correspondant à la transition réflexion / coalescence auquel ils préfèrent deux nouvelles relations dépendant du nombre d'Ohnesorge :

$$\begin{aligned}
 We_s &= 643,1 Oh + 14,8 & \text{pour } Oh \leq 0,04 \\
 We_s &= 9309 Oh^{1,7056} & \text{pour } Oh > 0,04
 \end{aligned}
 \tag{71}$$

Ces corrélations proviennent de données obtenues avec du n-hexadécane et montrent clairement, pour un nombre d'Ohnesorge supérieur à 0,04, une relation de type puissance et non une fonction linéaire comme elle avait été présentée dans Jiang *et al.* [36]. Malgré l'obtention de résultats concordants avec l'expérience, ces nouvelles corrélations nécessitent encore d'autres vérifications afin d'être étendues à d'autres types de fluides.

2.3.3. Impuretés

L'existence de particules non solubles dans une goutte tend à modifier son comportement lors d'une collision. Ariyapadi *et al.* [3] ont en effet constaté que ces dernières tendent à inhiber la coalescence de manière plus ou moins importante. En fonction de leur nature, de la température et de leurs concentrations, ces surfactants ont tendance à migrer vers les interfaces et à se disperser. Les différences locales de concentration des surfactants créent alors des gradients de tension superficielle et de contraintes pouvant même induire certains flux de recirculation dans l'ensemble de la gouttelette, relativement complexe (Hodgson *et al.* [34]). Une faible concentration de surfactant au sein d'une goutte (de l'ordre de 1% du volume) tend à diminuer drastiquement sa tension superficielle. En rajoutant ainsi du nonylphénolpoly(éthoxy)éthanol en très faible quantité dans de l'eau pure, Ariyapadi *et al.* [3] ont réussi à réduire sa tension de surface initialement à $72,1 \times 10^3$ N/m à $30,4 \times 10^3$ N/m et ont augmenté sa viscosité cinématique de $0,89 \times 10^6$ m²/s à

$1,3 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$. Une telle réduction de la tension de surface augmente le nombre de Weber inhibant la coalescence tout en entraînant un accroissement des régimes de séparation. Néanmoins, les effets de ces surfactants peuvent être très différents du fait d'une mobilité importante entraînant des variations de tension superficielle très rapides. Il est alors nécessaire de distinguer les tensions superficielles statique et dynamique.

En s'intéressant également à la présence de surfactant lors de la collision inter-gouttelettes, Leal [47] a montré que le nombre capillaire Ca (rapport de forces de viscosité sur la force de tension superficielle), augmentait rapidement jusqu'à une certaine limite et n'évoluait plus si on augmentait la concentration de surfactant :

$$Ca = \frac{\mu_{liq} u}{\sigma} \quad (72)$$

où u est la vitesse de la goutte. Une diminution de ce nombre indique une prépondérance des forces de tension de surface au détriment des forces visqueuses encourageant ainsi la coalescence. En effet, la présence de surfactant se traduit, en raison de l'effet Marangoni, par une augmentation importante du temps de drainage du film gazeux pour une valeur donnée du nombre capillaire. Hu *et al.* [35] se sont intéressés à la diminution du nombre capillaire en fonction de la quantité de surfactant. Ils ont d'abord mis en évidence l'existence d'un nombre capillaire critique, linéaire par rapport au diamètre des gouttes, au-dessus duquel la coalescence ne peut pas apparaître avant de démontrer sa diminution lors de l'ajout de surfactant. Leur étude a finalement montré que cette diminution répondait à une loi de type puissance.

2.3.4. Température

L'influence de la température du fluide ou du gaz sur la collision de gouttelettes ne relève malheureusement que de peu d'études dans la littérature. Seuls quelques auteurs comme Ochs *et al.* [66] se sont intéressés aux propriétés du milieu ambiant et ont pu mettre en évidence le fait que l'évaporation du fluide, imputable à la température du gaz et du fluide, avait tendance à favoriser le rebond. Cet effet (explicité dans le paragraphe 2.3.1) augmente le temps de drainage du film gazeux. En déterminant la vitesse d'approche des deux gouttes, ils ont pu obtenir le temps nécessaire à la mise en contact puis l'ont exprimé, grâce à la théorie cinétique des gaz parfaits, en fonction de la température, de la viscosité et de la pression du gaz:

$$\frac{\tau}{\tau_{atm}} = \left(\frac{\mu_{air\ atm}}{\mu_{air}} \right) \left(\frac{p_{air}}{p_{air\ atm}} \right)^2 \left(\frac{T_{air\ atm}}{T_{air}} \right) \quad (73)$$

où τ_{atm} est le temps initial de drainage du film gazeux à $p_{air\ atm} = 1 \text{ atm}$ et $T_{air\ atm} = 20^\circ \text{C}$.

Pour un écart de température inférieur à 50°C l'évolution de la viscosité de l'air peut être approximée par :

$$\frac{\mu_{air\ atm}}{\mu_{air}} = [1 - 0,003(T_{air} - T_{air\ atm})] \quad (74)$$

Le travail de Dell'Aversana [17] tend également à montrer qu'une différence de température entre les gouttes favorise la « non-coalescence ». En effet, la proximité de la goutte la plus froide entraîne la formation d'une zone de basse température au sein de la goutte chaude et inversement, ce qui conduit à un gradient de température au centre de la goutte froide et depuis l'extérieur de la goutte chaude. Au même moment, un gradient de tension de surface se forme dans chacune des gouttes dans le sens opposé à celui de la température. Il s'en suit un mouvement des surfaces des gouttes (convection Marangoni), mais aussi du gaz environnant. Le gaz s'écoule vers l'extérieur le long de la goutte froide et vers l'intérieur le long de la goutte chaude. Pour des différences de température très importantes, cet écoulement rampant du gaz peut maintenir suffisamment de pression pour empêcher la coalescence. Ce qui permet d'obtenir l'évolution du temps de drainage à pression constante :

$$\frac{\tau}{\tau_{atm}} = \left[1 - 0,003(T_{air} - T_{air\ atm})\right] \frac{T_{air\ atm}}{T_{air}} = [1 - 0,006(T_{air} - 20^{\circ}C)] \quad (75)$$

2.3.5. Charge électrique

L'influence de la charge électrique portée par les gouttes lors de la collision a été étudiée en tout premier par Brazier-Smith *et al.* [10] dans un effort de compréhension des phénomènes météorologiques au sein des nuages. Ce dernier a montré une très légère incidence, pour des charges nettement supérieures à 3 pC, sur la coalescence de gouttelettes de 500 μm ayant une vitesse inférieure à 1 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. D'autres auteurs comme Ochs *et al.* [66] ou Adam *et al.* [1] se sont également intéressés à la charge des gouttes soumises à d'importants champs électriques dans les orages. Les résultats de Ochs, caractérisant des gouttelettes de rayon compris entre 190 et 340 μm en chute libre, attestent d'effets sur le régime de coalescence ainsi que sur la production de gouttelettes satellites, dus aux instabilités de surface. Cette influence n'a pu néanmoins être observée que pour des charges de plusieurs pC, suite au passage des gouttes dans un champ électrique compris entre 300 V et 5 kV, ce qui dénote de conditions bien spécifiques. De son côté, Adam a également utilisé un système de champ électrique pour produire des collisions de gouttes de diamètres identiques compris entre 60 et 500 μm et supportant des charges allant de 10^{-3} à 1 pC. Ses conclusions ont été que l'influence de la charge n'était perceptible que pour des vitesses de collision inférieures à 1 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, son effet ne concernerait donc éventuellement que les gouttelettes ayant de très faibles vitesses ainsi que de faibles tailles et reste donc minime lors de l'aspersion dans le bâtiment réacteur.

2.4. Dispositifs expérimentaux rencontrés

Un examen de la littérature montre que les études expérimentales menées précédemment peuvent pour la plupart être classées selon deux catégories, fonction des moyens techniques mis en œuvre. Une première catégorie tend à utiliser des souffleries verticales afin de suspendre la grosse goutte dans un flux puis d'injecter la petite goutte dans ce même flux, forçant ainsi la collision. La seconde fait quant à elle référence à une technique de collision de deux gouttes en chute libre dans une atmosphère au repos. Ces deux approches constituent une différence majeure dans la prise en compte des écoulements gazeux en marge de la collision. En ce qui concerne le matériel d'enregistrement et de prise de vues, la majorité des études font référence à l'utilisation de stroboscope et de caméra CCD (Roth *et al.* [91]) ou de source de lumière fixe et d'un diaphragme à obturation rapide (Manzello et Yang [53]). Les dispositifs de production de gouttes varient quant à eux d'une étude à l'autre avec deux types de générateurs de gouttes principalement utilisés. Une faible proportion de travaux expérimentaux s'est orientée vers des systèmes d'atomiseurs rotatifs, fonctionnant à l'aide de la force centrifuge et dont la taille des gouttes générées varie en fonction de la vitesse de rotation. Ces systèmes, dont une représentation de la circonférence est donnée sur la Figure 32, restent cependant difficiles à mettre en œuvre.

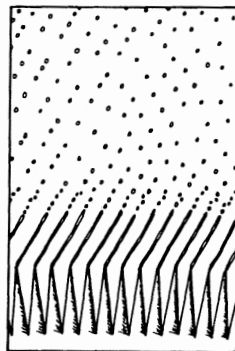


Figure 32. Générateur de gouttes par atomisation rotative (Lefebvre [48]).

Enfin, les générateurs les plus fréquemment mentionnés se basent sur le principe de la désintégration d'un jet liquide sous l'effet de perturbations mécaniques (Frohn et Roth [26]). C'est ce type de dispositif, détaillé par la suite, qui a été retenu pour les besoins de l'étude et qui sera décrit dans le chapitre 1.

Collision en soufflerie

Selon Orme [67], de nombreux travaux, ([43] [56] [58] [107]), se sont focalisés sur la suspension d'une goutte dans une soufflerie sur laquelle une autre goutte vient impacter. Ces études ont montré que lorsque la goutte plus grosse était introduite par le bas, la faible vitesse du flux dans le sillage de cette dernière amenait la petite goutte, située au-dessus, à accélérer jusqu'à coalescer avec la grosse goutte en-dessous. A l'inverse, lorsque la grosse goutte est en suspension, la petite goutte injectée par le bas suit le flux jusqu'à rentrer en collision avec la grosse. Woods *et al.* [107] ont ainsi trouvé que seul le régime de rebond existait lorsque le diamètre de la goutte injectée

était inférieur à 70 μm , ce qui lui a permis de supposer que son sillage était trop faible pour entraîner la collision. En utilisant un système similaire, Montgomery [58] a pu déterminer les domaines de stabilité de la coalescence pour des gouttes de rayon compris entre 250 μm et 1250 μm . Ses résultats montrent l'importance de la vitesse relative entre les gouttes en fonction de leurs vitesses limites de chute. Spender et Gokhale [97] se sont quant à eux intéressés à la collision de grosses gouttes ($> 4 \text{ mm}$) en mesurant, à partir de photographies, les angles d'impact, les tailles des gouttes, les vecteurs vitesses ainsi que leur vitesse relative. Ils ont ainsi pu mettre en évidence la prépondérance de deux facteurs : l'énergie cinétique de collision et le paramètre d'impact. Néanmoins, les résultats issus de ce type d'expériences font état d'un certain manque de pertinence, du fait des conditions artificielles imposées au flux entourant les gouttes afin de les rendre stables, ainsi que des vitesses relatives entre les gouttes qui ne semblent pas réalistes.

Collisions en chute libre

A l'inverse, afin de s'affranchir des écoulements gazeux pouvant perturber la collision, la plupart des autres études se sont attachées à faire entrer en collision les gouttes en chute libre en utilisant des systèmes de génération de gouttes par perturbations mécaniques de jet liquide ([4], [10], [11], [26], [36], [42], [79]). Ces systèmes utilisent, pour la plupart, des cellules piézoélectriques produisant une vibration du jet, croissante spatialement, en fonction de la modulation du signal électrique envoyé. Toutefois, Adam *et al.* [1] affirment que l'utilisation d'un train de gouttelettes tend à entraîner le gaz environnant, en produisant de nouvelles forces aérodynamiques. Les travaux de Virepinte [103] montrent de leur côté que l'espacement des gouttes dans le train ne tend qu'à modifier le coefficient de traînée des gouttes ainsi que la concentration de vapeur dans leur champ proche. Néanmoins, afin de s'affranchir de ce problème d'espacement, Adam *et al.* [1] utilisent un système de charges électrostatiques permettant de ne sélectionner que certaines gouttes en choisissant par la même occasion leur espacement. Les expériences qu'ils ont conduites sur des gouttes de même diamètre, compris entre 120 μm et 600 μm , ne font pas état d'un régime de rebond, ce qui est en accord avec les résultats de Woods *et al.* [107]. Ils ont également pu remarquer que l'apport d'une faible charge électrique aux gouttes avait une influence certaine sur la collision pour des vitesses inférieures à $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans ce cadre, Orme *et al.* [68] ont mis au point une nouvelle méthode de génération de gouttelettes monodispersées, utilisée dans le cadre de cette étude, fonctionnant sur la base de perturbation d'un jet laminaire par l'introduction d'une modulation en amplitude d'excitation des cellules piézoélectriques. Ils arrivent ainsi à obtenir des gouttes suffisamment espacées pour garantir une stabilité du gaz environnant sans appliquer une charge électrique au sein des gouttes.

3 Grille d'essais et méthodes expérimentales mises en oeuvre

Au regard des différents dispositifs expérimentaux mentionnés dans la plupart des études ayant trait à la collision binaire des gouttes, la méthode consistant à « photographier » ces collisions à différents instants et à mesurer les paramètres comme le nombre de Weber ou le paramètre d'impact, à partir des clichés obtenus, semble être couramment admise et utilisée. Comme il a été précisé auparavant, bien que l'objectif final demeure similaire la plupart du temps (dresser une cartographie des régimes de collision afin d'en comprendre les différents mécanismes), les dispositifs de génération des collisions et d'enregistrement peuvent être différents. En effet, si les auteurs se bornent à utiliser appareils photographiques, caméras, et stroboscopes comme dispositifs de visualisation, la génération des collisions de gouttes diffère d'une étude à l'autre par le choix d'utiliser une soufflerie ou d'amener les gouttes à se rencontrer en chute libre. De plus, des systèmes de génération de gouttes variés existent également, parmi lesquels on trouve majoritairement les rouleaux et les générateurs monodisperses, présentés précédemment. Enfin, il est à signaler que, parmi ces études, seulement une faible part (Orme [67], Qian et Law [82]) s'est intéressée à comprendre l'influence des paramètres extérieurs liés à la phase gazeuse et donc à mettre en place des dispositifs expérimentaux adaptés au pilotage de l'atmosphère environnante.

Après avoir analysé les différents paramètres caractéristiques des systèmes d'aspersion utilisés en cas de phase accidentelle dans un bâtiment réacteur ainsi que les conditions thermohydrauliques qui y sont liés, un ensemble de plusieurs campagnes expérimentales ayant pour objectif de mesurer l'influence de différents facteurs a été déterminé. Ces considérations ont conduit à l'élaboration d'une grille d'essais. A partir de cette dernière, la construction du banc expérimental CollGATE (Collision de Gouttes Appliquée à la Thermohydraulique et à l'Environnement) a été entreprise, en se basant sur la technique d'enregistrement des collision binaires. Pour ce faire, il a été décidé d'adapter et d'utiliser sur notre banc les générateurs de gouttelettes monodispersées construits à l'ITLR (Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Université de Stuttgart) où ce type de dispositif est couramment mis en oeuvre. La collaboration entreprise entre IRSN et ITRL a donné lieu à une prise en main du banc de collision binaire de gouttes à l'ITLR, afin d'acquérir un savoir-faire technique sur ce type d'installation. Ce retour d'expérience a ainsi pu donner le jour à une première version du banc de mesure CollGATE, relativement modulable, qui a été améliorée par la suite afin de pouvoir s'intéresser à l'influence de la phase gazeuse. Néanmoins la prise en compte de l'influence de l'augmentation de la pression sur la collision a nécessité l'utilisation d'une installation spécifique mise à disposition par l'ONERA de Toulouse qui sera décrite par la suite.

3.1. *Elaboration de la grille d'essais expérimentaux en fonction de la problématique des applications réacteurs*

Comme cela a été évoqué dans la partie 1.1, ce travail vise à comprendre les mécanismes de coalescence et de séparation des gouttes à l'issue de leurs collisions lors de leur chute dans un bâtiment réacteur. De plus, l'occurrence de ces phénomènes est également liée à l'atmosphère spécifique liée aux conditions thermohydrauliques caractéristiques d'un accident grave. Cette problématique a été naturellement subdivisée en deux parties : une première concernant les paramètres liés à la géométrie des sprays, leurs interactions et leur influence sur les trajectoires et la taille des gouttes et une seconde se focalisant sur l'action de la phase gazeuse en particulier au travers de son évolution.

3.1.1. Paramètres prépondérants

D'après les données fournies par EDF ([19]), il s'avère que le système d'aspersion d'un bâtiment réacteur de type 900 MWe se décompose en deux files, c'est-à-dire deux circuits comportant chacun deux lignes d'aspersion (rampes circulaires) composées d'environ 66 buses pour la petite et 186 buses pour la grande (voir Figure 2) et placées pour chacune à des hauteurs différentes comprises entre 50 et 55 m du sol. L'une des spécificités de ces lignes provient du fait que les buses d'aspersion ne sont pas toutes orientées vers le bas mais peuvent prendre des angles de 45 ou de 90° par rapport à la position nominale (voir Figure 2) afin de couvrir au maximum la section de l'enceinte de confinement. La pression du liquide dans le circuit d'aspersion est de 3,5 bar et l'angle d'ouverture du jet de 60° environ. D'après les schémas et les données relatives aux buses utilisées, cette pression conduit à un débit d'environ 1,07 l.s⁻¹ pour chaque buse dont le diamètre de l'orifice de sortie est de 9,525 mm. De cette manière, la vitesse d'éjection du liquide, et donc des gouttes, peut être évaluée comme étant de l'ordre de 15 m.s⁻¹. La granulométrie approximative des gouttes produites dans ces conditions a également été présentée sur la Figure 3 dans le paragraphe 1.2. Etant donné la variété des angles d'interaction entre les sprays, les considérations précédentes nous ont permis de connaître l'étendue de la gamme des vitesses relatives entre les gouttes issues du système d'aspersion et ayant une influence sur l'issue de la collision. Cette vitesse relative u_{rel} calculée sur la base de la vitesse de deux gouttes dont l'une a été fixée à 2 m.s⁻¹ est représentée sur la Figure 33. On peut constater que cette vitesse varie de 2 à 15 m.s⁻¹ lorsque l'angle entre les trajectoires des gouttes varie de 0 à 180°. Signalons qu'un angle supérieur à 90° est un cas probable au niveau de la zone de forte interaction entre les sprays au sommet du bâtiment réacteur, compte tenu de l'orientation des buses (voir Figure 2).

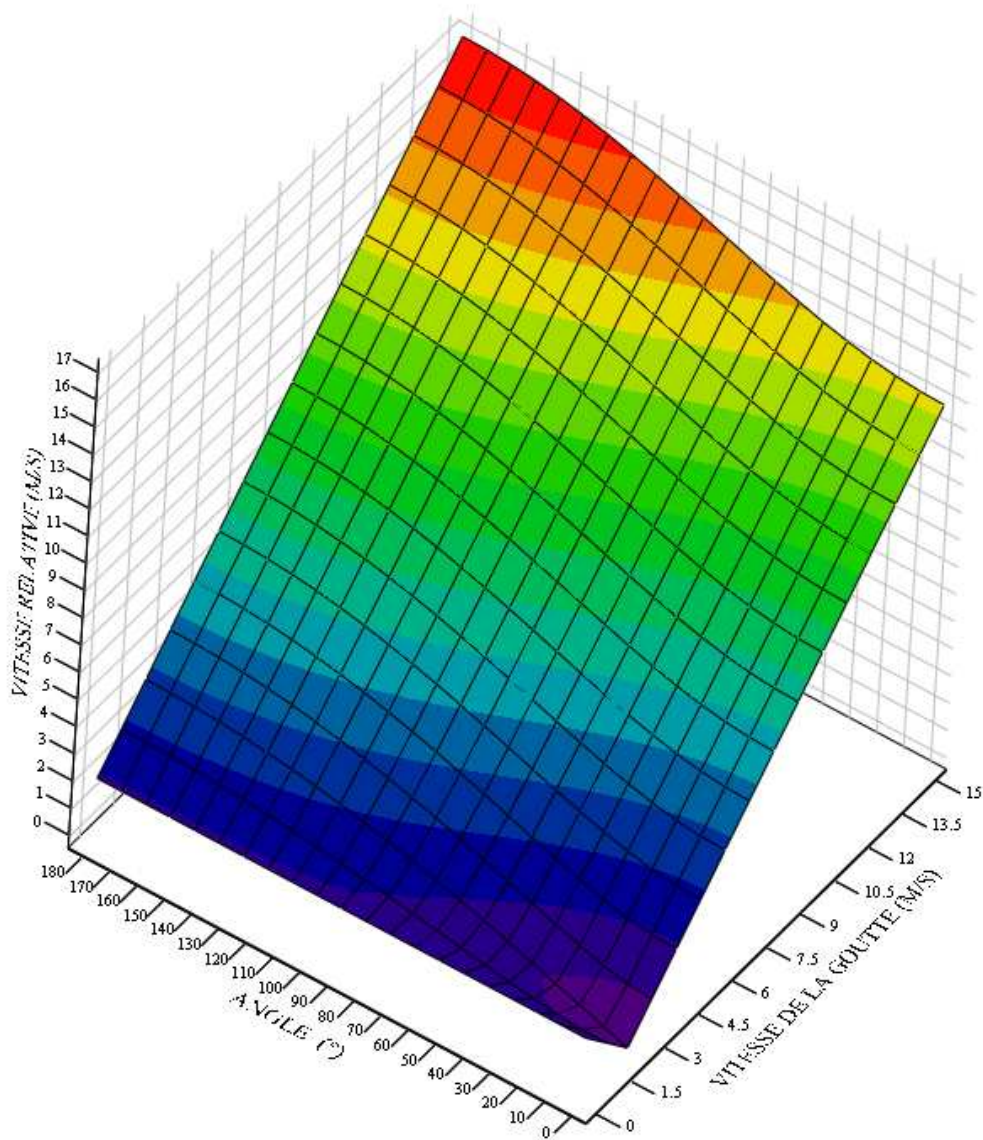


Figure 33. Evolution de la vitesse relative entre les gouttes en fonction des angles entre les trajectoires et de la vitesse d'une goutte, l'autre ayant été fixée à $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (les couleurs sont relatives aux iso-values de vitesse relative).

Néanmoins, durant une partie très importante de leur chute, les gouttes se trouvent en vitesse de sédimentation (voir Figure 34), correspondant à une égalité entre l'accélération liée à la force de gravité et la décélération liée à la force de traînée. La distance de relaxation après laquelle une goutte atteint 63 % de la vitesse limite de chute est représentée sur la Figure 35 en fonction du diamètre. Il est à noter que cette distance de relaxation, de même que la vitesse limite de chute, sont calculées ici sans vitesse initiale et ne tiennent pas compte de la vitesse d'entraînement du gaz. Nos travaux expérimentaux de caractérisation des régimes de collision se doivent donc de prendre en compte l'ensemble des paramètres de vitesse, d'angle et de taille de gouttes représentatifs des différentes zones d'interaction : forte dans le haut de l'enceinte et sédimentationnelle par la suite. Pour ce faire, une estimation de la gamme de nombre de Weber à étudier, en fonction de la vitesse relative entre les gouttes et de leur diamètre, a été déterminée

et est présentée sur la Figure 36. On peut constater que, dans les conditions retenues, le nombre de Weber We_s caractéristique de la collision peut atteindre 3000.

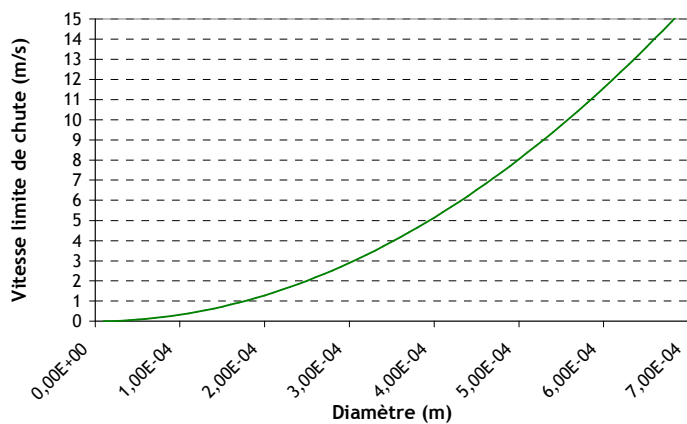


Figure 34. Vitesse limite de chute d'une goutte en fonction de son diamètre.

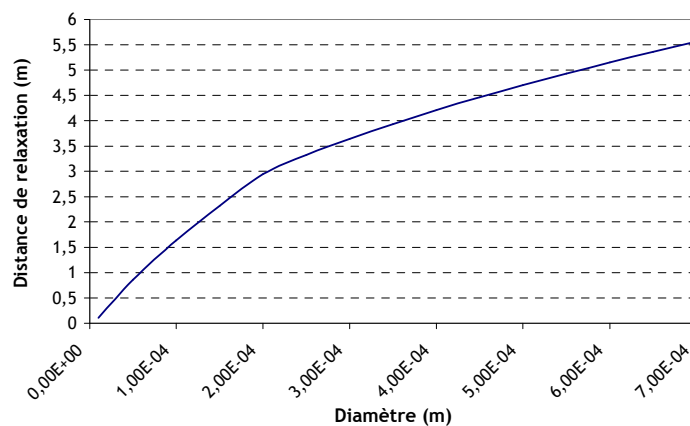


Figure 35. Distance de relaxation d'une goutte en fonction de son diamètre à l'issue de son éjection de la buse.

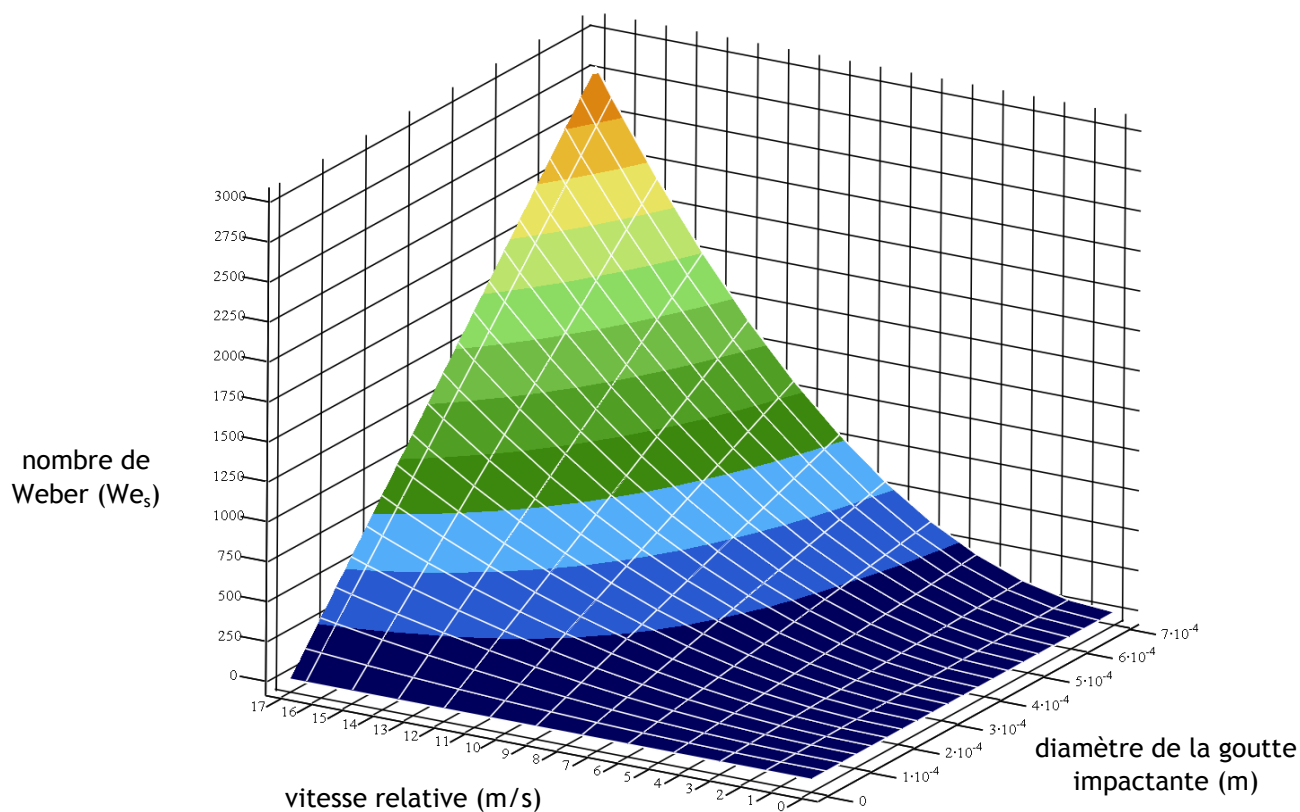


Figure 36. Evolution du nombre de Weber We_s en fonction des vitesses relatives entre les gouttes et de leurs diamètres (la goutte impactée ayant un diamètre de $200 \mu\text{m}$).

Le second volet de notre étude expérimentale s'est focalisé sur l'influence que pouvait avoir la modification des conditions thermohydrauliques dans le bâtiment réacteur. Ceci provient du scénario accidentel retenu, conduisant à une augmentation de la pression et de la température, notamment par le biais de la production de vapeur d'eau issue du circuit primaire. De plus, comme il a été souligné auparavant, il est également possible de se trouver en présence de dihydrogène résultant de l'oxydation des gaines de combustible. Ces différentes situations thermodynamiques peuvent être représentées à l'aide du diagramme de Shapiro donné sur la Figure 37 retraçant le domaine d'inflammabilité du mélange gazeux (délimité par les points rouges) en fonction de la fraction volumique de chaque constituant.

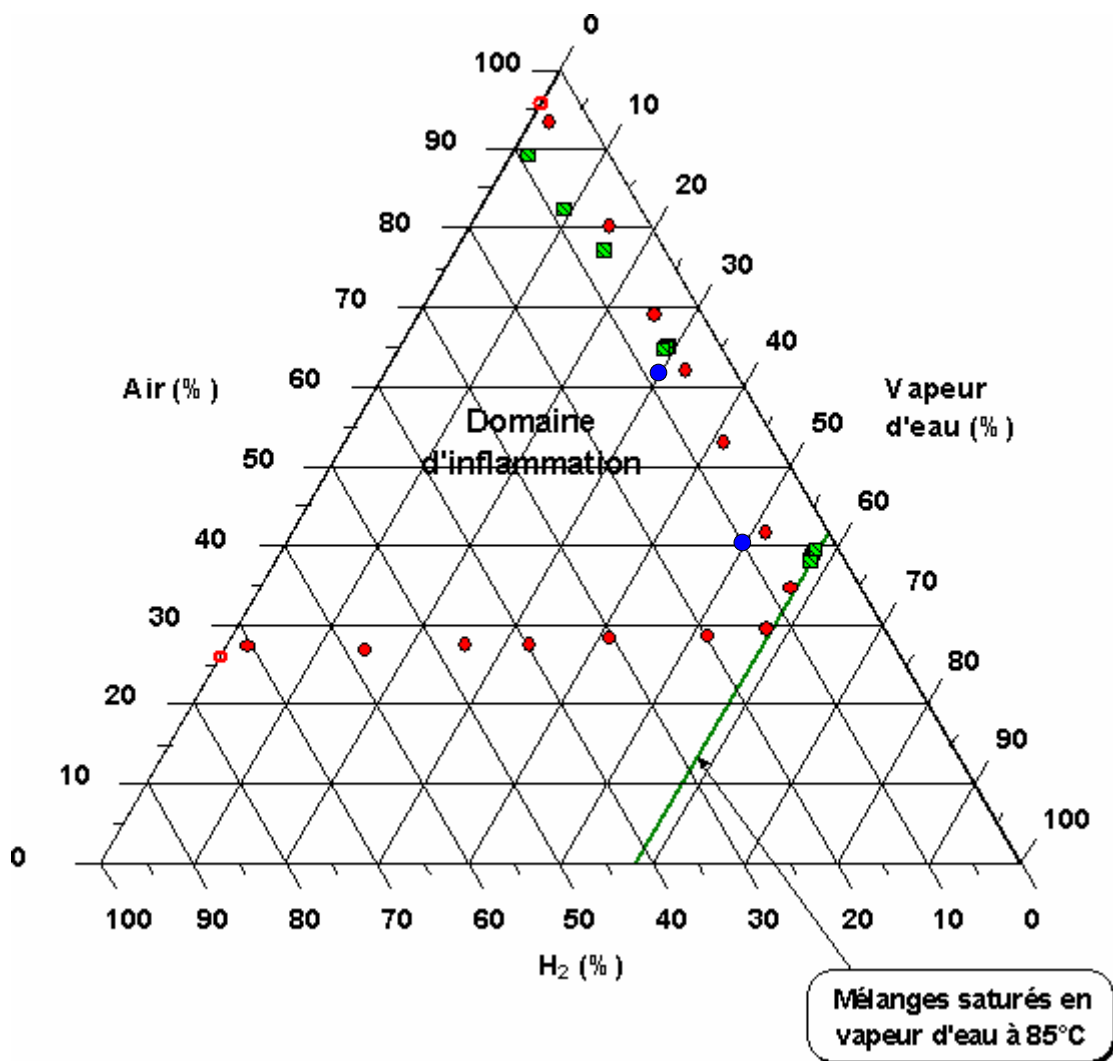


Figure 37. Diagramme de Shapiro.

Deux points représentatifs du cas accidentel, liés au déclenchement de l'aspersion (issus de Pierrache et Bentaïb [72]) et tracés en bleu sur la Figure 37, ont été choisis afin de calculer au mieux les propriétés du mélange gazeux en termes de masse volumique et de viscosité. Ainsi en utilisant le modèle de Wilke (détaillé dans l'Annexe 8 et issu de Bird *et al.* [7]) pour la viscosité et

l'hypothèse d'un mélange de gaz parfaits pour la masse volumique, nous avons pu obtenir les valeurs données dans le Tableau 5.

Tableau 5. Propriétés des mélanges gazeux caractéristiques dans l'enceinte à $P_{abs} = 2,4$ bar et $T = 120^{\circ}C$.

N° du point	Fraction volumique de vapeur (%)	Fraction volumique d'air (%)	Fraction volumique de dihydrogène (%)	Viscosité dynamique du mélange ($\mu Pa.s$)	Masse volumique du mélange ($kg.m^{-3}$)
1	50	40	10	17,26	1,66
2	30	61	9	19,39	1,84

On peut voir sur le Tableau 85 que les deux mélanges « caractéristiques » présentent une faible variation de viscosité dynamique alors que celle-ci est plus forte pour la masse volumique. Dans la grille des essais définie plus loin, nous avons cherché à reproduire les variations de ces deux paramètres en les augmentant de façon notable afin de mieux visualiser leurs effets éventuels sur l'issue de la collision. Par ailleurs, comme on l'a vu dans la littérature, les paramètres modifiés par les variations du milieu ambiant ne sont peut-être pas seulement la masse volumique et la densité, mais aussi le nombre de Knudsen (prenant en compte le libre parcours moyens des molécules) ou d'autres nombre adimensionnels (Oh, St, etc.). C'est pourquoi nous avons choisi d'évaluer de manière indépendante la pression et la nature du gaz.

3.1.2. Grille d'essais

Afin de rendre compte de l'influence de l'ensemble des paramètres évoqués précédemment, géométriques dans un premier temps, puis thermohydrauliques par la suite, une grille d'essais expérimentaux a été élaborée.

- Les premiers essais envisagés ont consisté à réaliser des mesures permettant de retrouver expérimentalement les corrélations proposées par Ashgriz et Poo [4] (détaillées dans les paragraphes 2.2.2 et 2.2.3) avec des gouttes de $450 \mu m$ de diamètre et des vitesses relatives entre 2 et $4 m.s^{-1}$ en atmosphère ambiante.
- Une seconde série d'essais a permis d'accroître la gamme de nombre de Weber We_s , étudié (jusqu'à 280) en augmentant la vitesse relative des gouttes jusqu'à $6 m.s^{-1}$.
- La modification des régimes de collision en fonction de la différence de taille entre les gouttes, représentée par le rapport des diamètres Δ , a ensuite été étudiée par l'intermédiaire de deux séries de mesures représentatives de la polydispersion des gouttes en diamètre dans les sprays.
- Une extension de la gamme de nos mesures en atmosphère ambiante, à des vitesses de collision plus importantes inhérentes au sommet du bâtiment réacteur où les

trajectoires paraboliques des gouttes se croisent (voir paragraphe précédent) a fait suite afin de tenir compte de l'interaction forte existant entre les sprays dans cette zone.

- L'influence de la pression du gaz sur la collision a fait l'objet d'une autre campagne d'essais afin de tenir compte de son évolution dans le bâtiment réacteur.
- La dernière série de mesures a été plus particulièrement destinée à appréhender l'influence des propriétés intrinsèques du gaz environnant (lié à la présence de dihydrogène qui a été simulé ici par diverses concentrations d'hélium).

Il est à noter que la réalisation de cette grille, présentée dans le Tableau 6, s'est axée sur une difficulté graduelle vis-à-vis des différentes campagnes à réaliser afin de s'assurer de la maîtrise des moyens expérimentaux conduisant ainsi à une bonne validation des résultats.

Tableau 6. Présentation de la grille expérimentale des différentes campagnes accomplies à température ambiante

N° essai	Intitulé	Pression absolue (bar)	d_s (μm)	d_l (μm)	Δ (-)	U_{rel} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	We_s (-)
1	Expérience élémentaire sur deux gouttes	1	450	450	1	2 - 4	<120
2	Extension de la gamme de nombre de Weber	1	450	450	1	4 - 6	120 - 280
3	Etude de l'influence du rapport des diamètres	1	200	400	0,5	2 - 5	30 - 100
			300	400	0,75		
4	Collision à haut nombre de Weber	1	450	450	1	6 - 14	230 - 1100
			220	220		9 - 29	300 - 2700
5	Etude de l'influence de la pression	1,5	250	250	1	1 - 4	10 - 70
		2,5					
		3					
		3,5					
6	Etude de l'influence du gaz environnant (mélange air - hélium)	Concentration	300	300	1	2 - 5	10 - 100
		$X_{\text{He}} = 10\%$					
		$X_{\text{He}} = 50\%$					
		$X_{\text{He}} = 85\%$					

3.2. Essais en atmosphère ambiante

Une première série de mesures a suivi la construction du banc expérimental, afin d'éprouver la validité des résultats obtenus en les confrontant aux cartographies et aux modèles de la littérature, caractérisant déjà la collision des gouttes en atmosphère ambiante. Cette première étape a également permis une prise en main complète du dispositif ainsi qu'un réglage précis des différents organes afin de répondre à la problématique d'analyse des mécanismes de collision à pression et température ambiantes.

3.2.1. Réalisation du banc CollGATE

Le banc expérimental CollGATE a été mis en place au sein du LEC (Laboratoire à Environnement Contrôlé de l'IRSN) qui dispose d'un système de filtration de l'air lui-même en recirculation permanente et permet de se prémunir de la poussière pouvant affecter les propriétés du liquide (conditions « salle blanche »). Ce laboratoire comporte également une table optique permettant de s'affranchir des vibrations éventuelles, sources d'erreurs et d'instabilités pour ce type d'expériences. Le banc construit se décompose en trois sous systèmes interagissant les uns avec les autres (Figure 38).

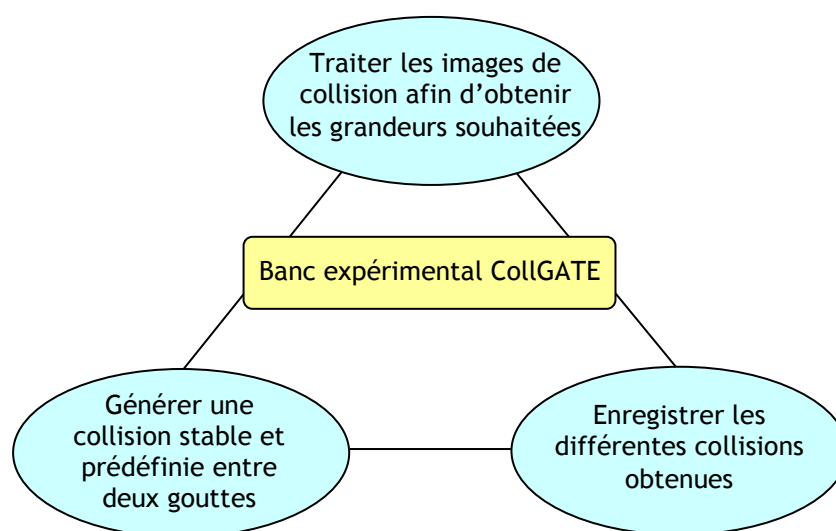


Figure 38. Schéma de principe du banc expérimental.

Lors de l'acquisition de mesures, la première étape de la séquence opératoire consiste à obtenir des collisions stables entre deux gouttes ayant des caractéristiques prédéfinies (vitesses, tailles). Ceci est possible grâce à l'utilisation de deux générateurs de gouttes monodispersées (Figure 39). Ces générateurs produisent deux trains de gouttes (c'est-à-dire une suite de gouttes identiques) stables et convergents. Ils sont issus des ateliers de l'ITLR et fonctionnent sur le principe de la théorie liée aux instabilités de Rayleigh caractérisant les différents régimes de désintégration d'un jet liquide en fonction de la longueur d'onde des perturbations à sa surface. Leur fonctionnement consiste en l'application d'une tension électrique alternative (sinusoïdale, rectangulaire ou en modulation d'amplitude) aux bornes du générateur de gouttelettes qui crée alors des oscillations

mécaniques, grâce à une céramique piézoélectrique située en partie haute. L'amplitude des oscillations communiquées au jet s'accroît avec la distance à l'orifice pour finir par rompre le jet en de multiples gouttelettes, les unes à la suite des autres, qui recouvrent peu à peu une forme sphérique stable grâce à la tension superficielle du liquide. La taille du jet est modulée en fonction du diamètre de l'orifice de sortie, percé dans un disque d'iridium interchangeable. Enfin, la vitesse du jet dépend directement du débit de liquide en entrée du générateur de gouttes. La taille des gouttes est donc une fonction du diamètre de l'orifice, du débit de liquide et de la fréquence d'excitation de la cellule piézoélectrique. On peut retrouver le rayon des gouttes obtenues grâce à la formule que proposent Frohn et Roth [26] :

$$r = \left(\frac{3Q_{liq}}{4\pi f_{dis}} \right)^{1/3} \quad (76)$$

avec : r le rayon de la goutte (m)

f_{dis} la fréquence d'excitation (Hz)

Q_{liq} le débit volumique de liquide ($m^3 \cdot s^{-1}$)

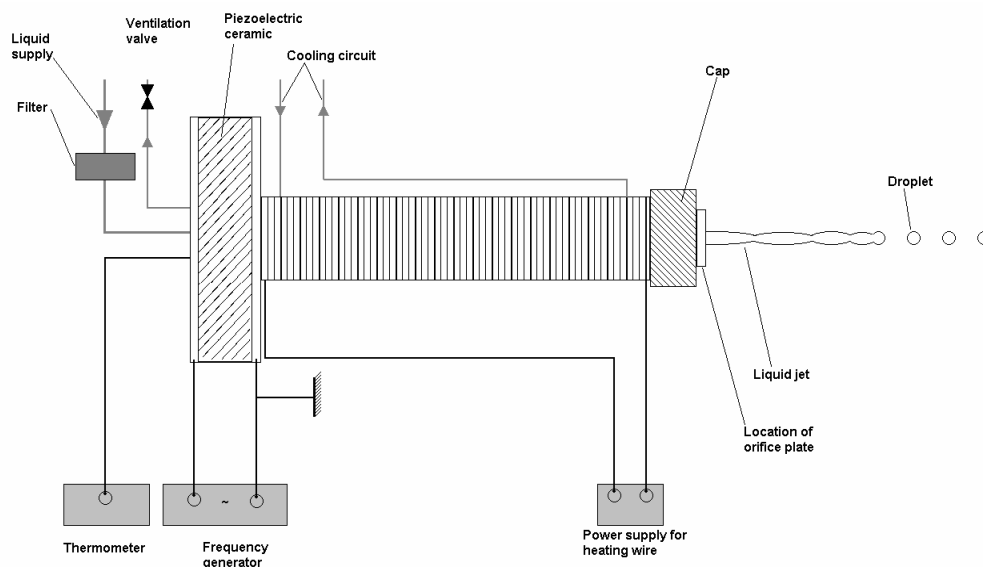
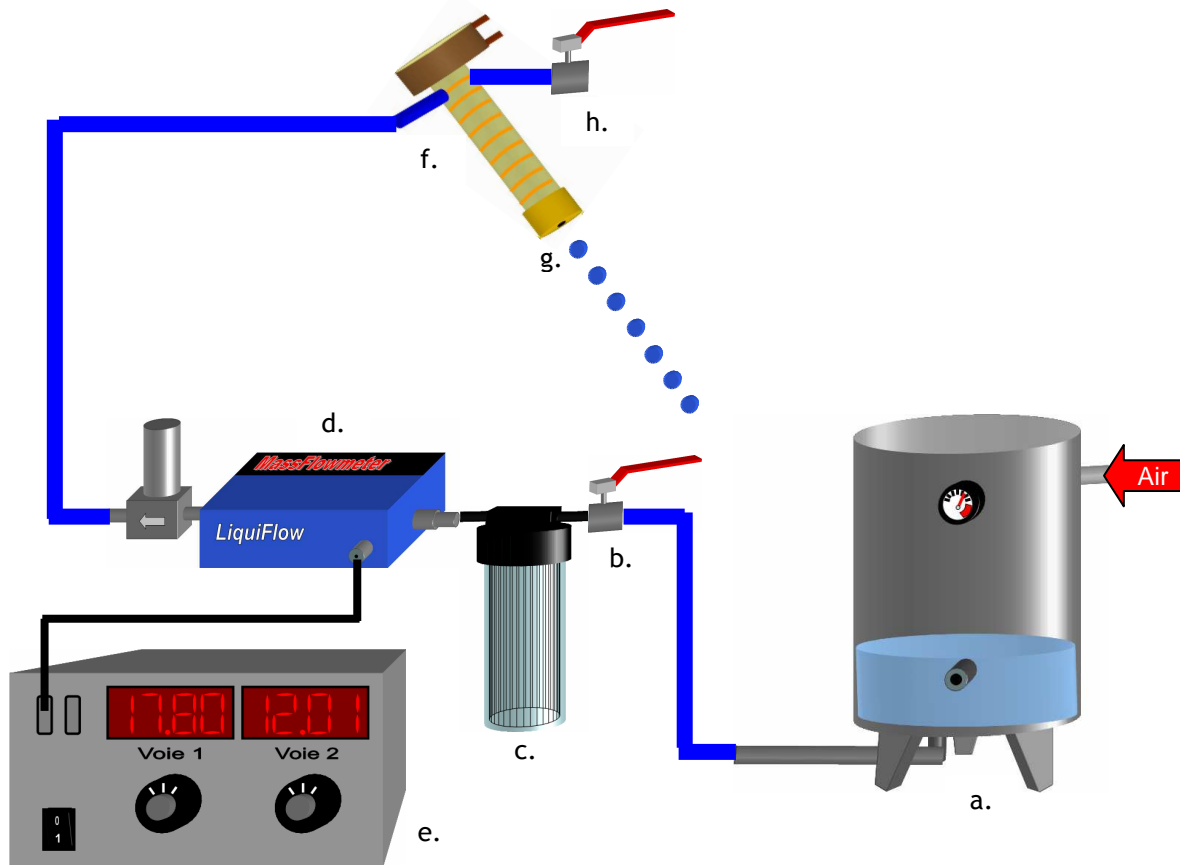


Figure 39. Générateur de gouttelettes monodispersées [26].

Ce procédé est utilisé pour obtenir une collision de deux gouttes répétée au cours du temps et pouvoir l'enregistrer à l'aide d'un système d'acquisition vidéo. Les enregistrements se font par le biais de deux caméras CCD (vue de face et de profil) et d'un stroboscope permettant de geler le mouvement des gouttes. Les séquences obtenues sont exportées vers un ordinateur dans le but de les stocker et de les décomposer en séries d'images qui seront ensuite traitées. Cette dernière étape consiste à récupérer les valeurs de paramètres tels que la taille et la vitesse des gouttes, le nombre de Weber, le paramètre d'impact, grâce à un programme se basant sur certains modules du logiciel ImageJ. On peut ensuite dresser la cartographie des différents régimes de collision dans les conditions choisies.

3.2.1.1. Circuit hydraulique

L'alimentation en eau des générateurs de gouttelettes monodispersées se fait par l'intermédiaire d'un circuit hydraulique. Ce dernier comporte deux branches identiques, dont une est détaillée sur la Figure 40. Le liquide employé est de l'eau ayant subi une osmose inverse (passage de l'eau dans une membrane sous haute pression afin d'enlever les particules de taille supérieure au nanomètre) dans le but de garantir un bon niveau de pureté et donc des propriétés physiques bien maîtrisées.



- | | |
|--|--|
| a. Réservoir en acier galvanisé | e. Boîtier de contrôle et de régulation du débit |
| b. Vanne d'admission du circuit hydraulique (acier inoxydable) | f. Générateur de gouttelettes monodispersées |
| c. Filtre à particules (0,2 μm) | g. Orifice de sortie du jet |
| d. Débitmètre massique | h. Vanne de purge |

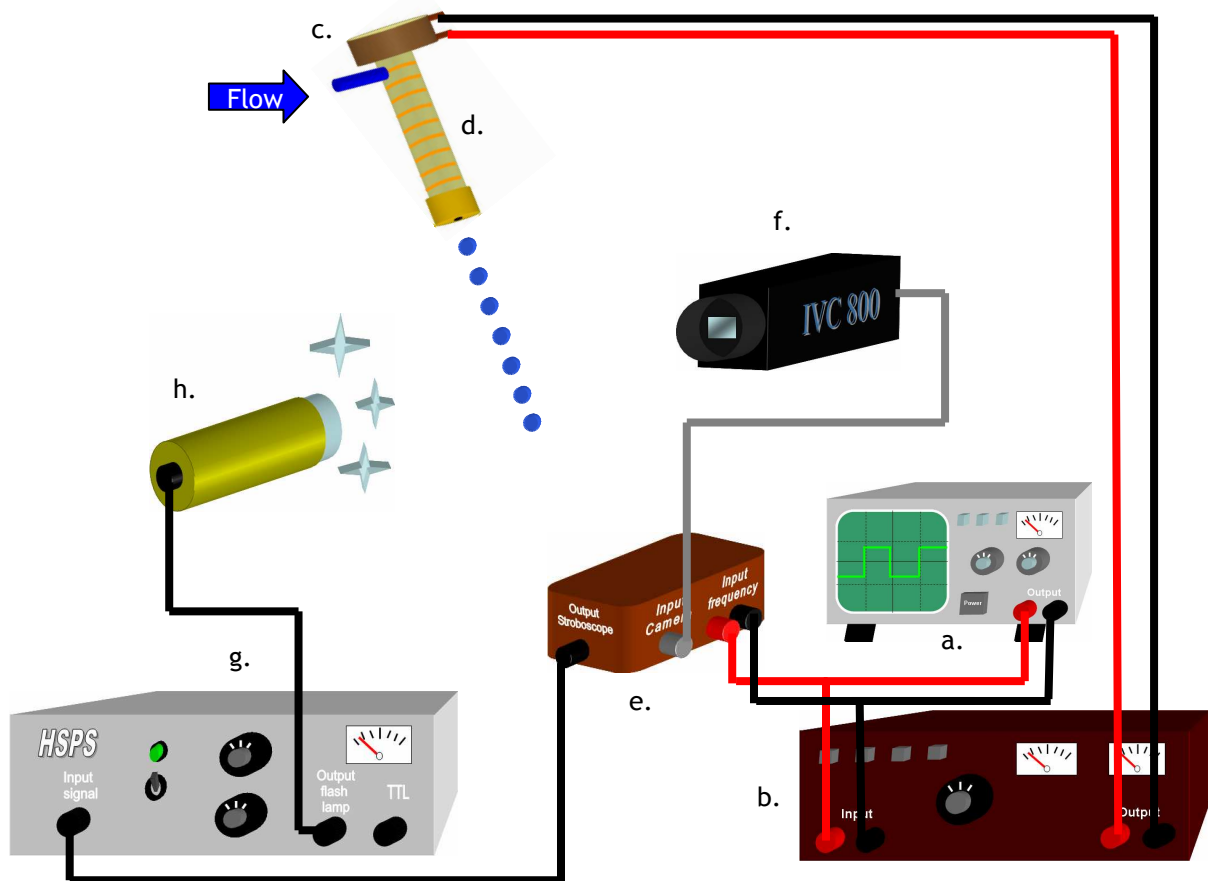
Figure 40. Schéma hydraulique du banc expérimental.

L'eau est stockée dans un réservoir en acier galvanisé de 50 L (a. sur la Figure 41) afin de préserver ce dernier d'une usure prématurée et surtout de maintenir un degré de pureté important du liquide (absence de minéraux ou de métaux). Notons tout de même qu'après une très longue période d'utilisation, l'eau stagnant dans l'un de ces réservoirs a pu prendre une certaine coloration, indiquant la nécessité de nettoyer ou de changer ce dernier. Chaque réservoir présente trois

entrées/sorties : une entrée d'air (assurant la mise en pression), une entrée de liquide (destinée au remplissage) et une sortie par laquelle est expulsé le liquide. Chacune de ces entrées/sortie comprend également une vanne. Le réservoir est directement relié à un filtre à particules (c.) permettant la rétention des impuretés d'un diamètre supérieur à $0,2 \mu\text{m}$, par l'intermédiaire d'une vanne d'admission (b.). Le liquide traverse ensuite un débitmètre massique ((d.) modèle L30 de chez LIQUIFLOW ©) assurant un contrôle du débit à travers un système interne commandé par un boîtier à affichage numérique (e.). Ces appareils ont été étalonnés (certificat constructeur et vérification lors de l'acquisition au sein du laboratoire) pour assurer des débits allant de 0 à $2,00 \text{ kg}\cdot\text{h}^{-1}$ avec une marge de 0,05 % d'erreur. Enfin, le générateur de gouttelettes (f.) se situe en bout de chaîne où il assure l'expulsion d'un jet de liquide cylindrique droit par l'intermédiaire d'un orifice interchangeable (g.). Durant l'étude, trois orifices de diamètres différents (90, 150, 200 μm) ont été utilisés. Il est également à noter que l'évacuation des bulles d'air présentes dans le circuit hydraulique (et entraînant une instabilité du jet) se fait à l'aide de la vanne de purge (h.).

3.2.1.2. Circuit électrique

La désintégration du jet liquide fonctionne sur le principe de l'application d'une perturbation mécanique au fluide, elle-même issue d'un signal électrique. Ce signal électrique constitue le « trigger » sur lequel les autres appareils du banc expérimental sont réglés. Il est constitué d'une tension crête à crête de 10 V d'amplitude ayant une fréquence comprise entre 1500 Hz et 30000 Hz.



- | | |
|--|-------------------------------|
| a. Générateur de fonction | e. Boîtier de synchronisation |
| b. Amplificateur de puissance | f. Caméra CCD |
| c. Cellule piézoélectrique | g. Générateur d'impulsion |
| d. Générateur de gouttelettes monodispersées | h. Lampe stroboscopique |

Figure 41. Schéma électrique du banc expérimental.

Il provient d'un générateur de fonction de la gamme AFG3000 de chez Tektronix © ((a.) sur la Figure 41). Ce modèle de générateur permet l'utilisation de fréquences sur une importante plage de valeurs (sous forme de tension sinusoïdale, carrée, triangulaire...) avec une bonne stabilité. Il permet également de générer des signaux en modulation d'amplitude ce qui a été très utile pour espacer les gouttes avec des débits de liquide plus importants. Le signal délivré par ce générateur est réparti sur deux branches. La première est destinée à être amplifiée par l'intermédiaire d'amplificateurs de tension ((b.), HSA 4011 de NF Corporation ©), afin d'exciter la cellule piézoélectrique (c.) du

générateur de gouttelettes (d.). Il s'agit d'un amplificateur rapide, réglé de façon à générer des tensions de 60 V crête à crête, suffisantes pour l'excitation des céramiques piézoélectriques, et donc pour la génération de trains de gouttelettes monodispersées. Le signal électrique délivré par le générateur de fonction est également récupéré par un boîtier de synchronisation (e.) de fabrication interne à l'IRSN (Turmel [100]), qui centralise également le signal d'ouverture des deux caméras CCD (f. filmant la collision de face et de profil) et donne l'ordre à la lampe stroboscopique (h.) d'émettre un flash grâce au générateur d'impulsion (g.). La commande délivrée par ce boîtier au stroboscope se base sur la détection des fronts montants du signal modulé en fréquence du générateur de fonction ainsi que sur les phases de déchargement du capteur CCD. En effet, les caméras ((f.) sur la Figure 41) utilisent un mode de fonctionnement particulier qui consiste à enregistrer une image complète en deux temps. Dans un premier temps, le capteur CCD est exposé à la lumière pour une demi-image, puis la seconde demi-image est exposée avec un temps d'exposition commun aux deux demi-images (voir Figure 42). Les pixels de ces caméras (IVC 800 de chez I2s) sont carrés et mesurent $8,6 \mu\text{m}^2$. Ils sont répartis sous la forme d'une matrice de 756×581 pixels utiles.

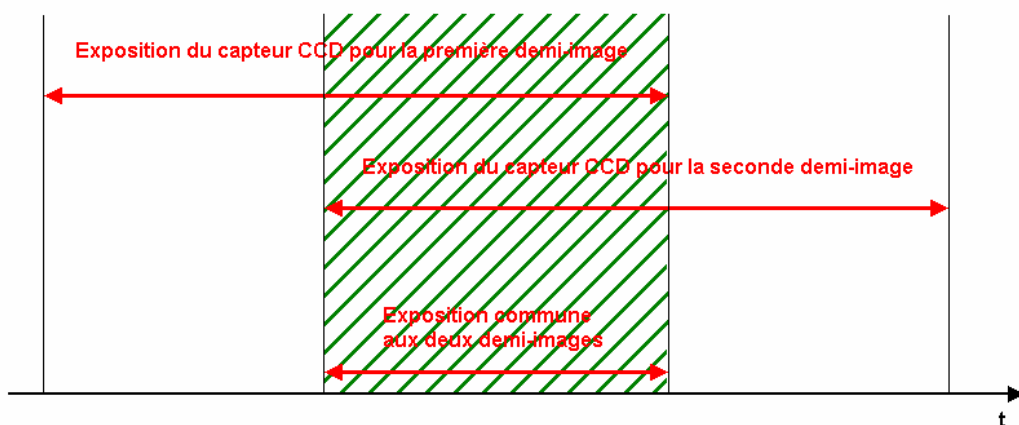


Figure 42. Principe d'enregistrement des images pour la caméra IVC 800.

La caméra est quant à elle reliée à une carte d'acquisition (Matrox © Meteor2) permettant l'enregistrement des images sur un ordinateur. L'acquisition de séquences d'images n'est également possible que grâce au stroboscope NANOLITE DRIVER 2000 © qui permet de générer des flashes de très courte durée (150 ns) à l'aide d'une lampe au xénon (h.) afin de s'assurer de l'obtention d'une image figée, sans flou, à une fréquence synchronisée sur celle des générateurs de tension (donc des trains de gouttes) et des caméras CCD. Signalons enfin que les derniers essais de cette thèse (pour différents mélanges de gaz) ont été effectués sans le boîtier de synchronisation. En effet, celui-ci ayant été utilisé à trop haute fréquence, le stroboscope ne supportait plus les signaux de fréquence supérieurs à 12 Hz, nous contraignant ainsi à le régler manuellement.

3.2.1.3. Dispositif optique et déplacement mécanique

Avec comme source unique de lumière les flashes successifs émis par le stroboscope, un dispositif optique, constitué de trois miroirs, de deux lentilles (les caméras sont pourvues d'objectifs fixes) et

d'une lame séparatrice, a été ajusté afin de pouvoir éclairer le point de collision de face et de profil. De cette manière, une caméra enregistre directement la collision de face par procédé ombroscopique et la transmet à l'ordinateur par l'intermédiaire de la carte d'acquisition, alors que la seconde permet de visionner sur un moniteur les deux trains de gouttes en temps réel, afin de les aligner.

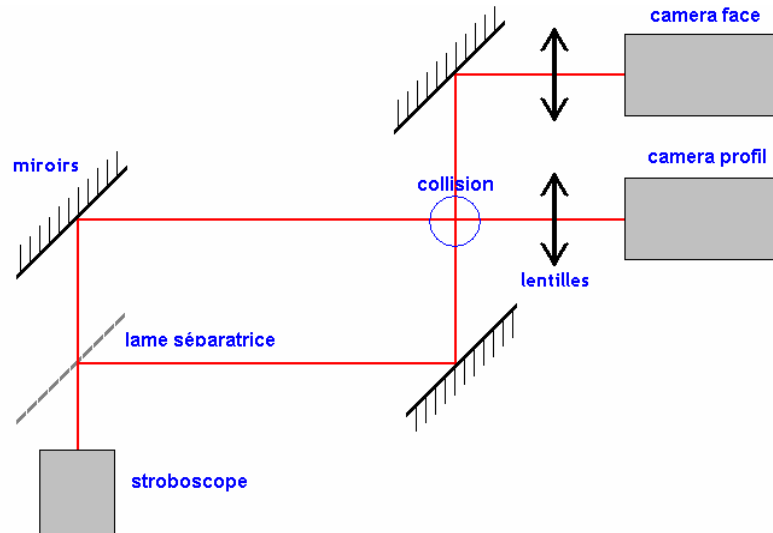


Figure 43. Schéma du système optique.

Les différents éléments du système optique sont fixés sur des glissières, elles-mêmes solidaires de la table optique. Ce dispositif permet un alignement des différents dioptries et donc un réglage simple de la mise au point au niveau des caméras.

De plus, comme on peut le voir sur la Figure 44 (représentant une vue d'ensemble du cœur du banc expérimental), le déplacement des générateurs de gouttes peut s'effectuer selon les trois axes à l'aide de systèmes de positionnement micrométrique ayant une précision de l'ordre du micron. Un dernier réglage angulaire (précision de l'ordre du dixième de degré) est également utilisé, notamment dans le but de modifier la vitesse relative entre les gouttes entrant en collision et donc le nombre de Weber.

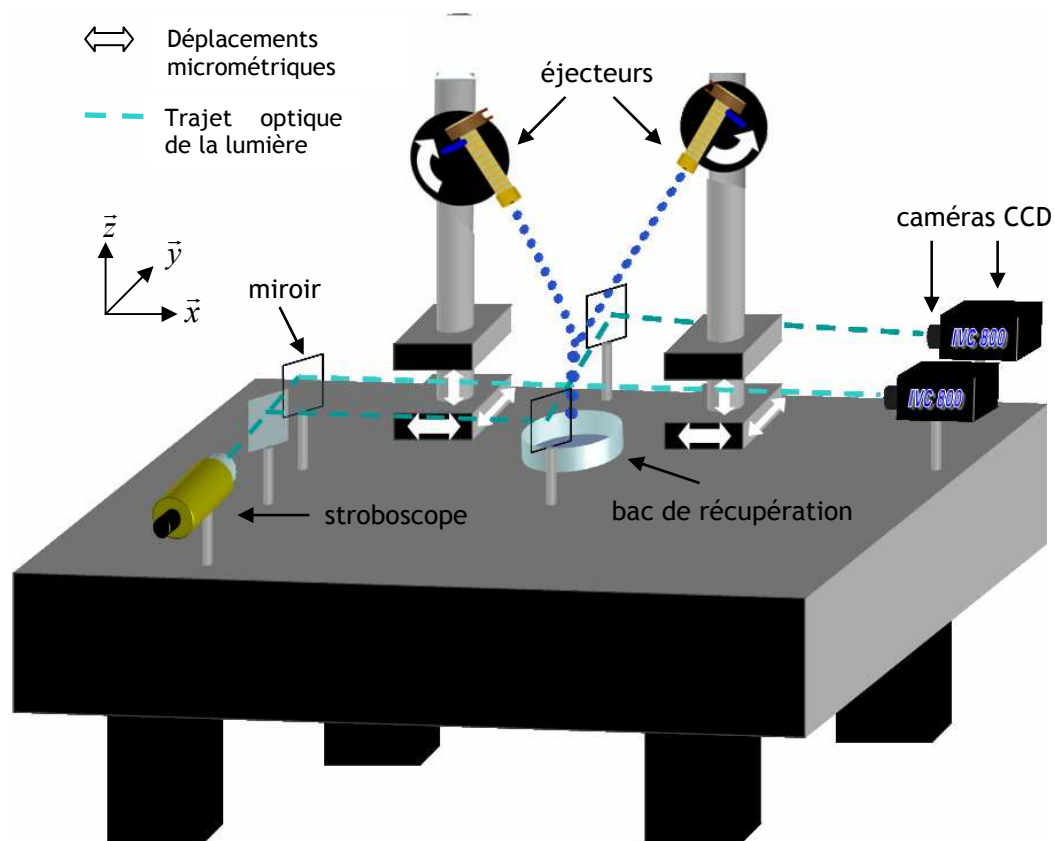


Figure 44. Disposition du système optique et déplacements des générateurs de gouttelettes.

3.2.2. Acquisition de résultats

3.2.2.1. Obtentions d'images de collision exploitables

L'analyse des collisions enregistrées et la détermination des paramètres recherchés à l'aide du programme de traitement d'image, nécessitent un certain « formalisme » des images afin de pouvoir être automatisées. Une première étape consiste donc à connaître l'échelle de l'image enregistrée à partir d'une mire graduée au dixième de millimètre (donnée constructeur), placée à l'endroit exact de la collision. Cette mire sert également à la mise au point correcte de l'image au niveau de la matrice CCD des caméras.

Une fois cette opération effectuée, les trains de gouttes monodispersées sont générés et alignés l'un sur l'autre en modulant le débit du liquide, la fréquence d'excitation de la cellule piézoélectrique et la position du générateur de gouttes. Une difficulté consiste alors à régler correctement cette fréquence pour obtenir des gouttes rondes de même taille, suffisamment éloignées les unes des autres et n'oscillant pas.

En effet, les gouttes ne sont sphériques qu'à partir d'une certaine distance des éjecteurs (voir Figure 45), ce qui doit être pris en compte au moment de régler leur position.



Figure 45. Désintégration du jet liquide.

De plus, si cette distance est trop importante, le train de gouttes oscille, le rendant inexploitable (Figure 46).

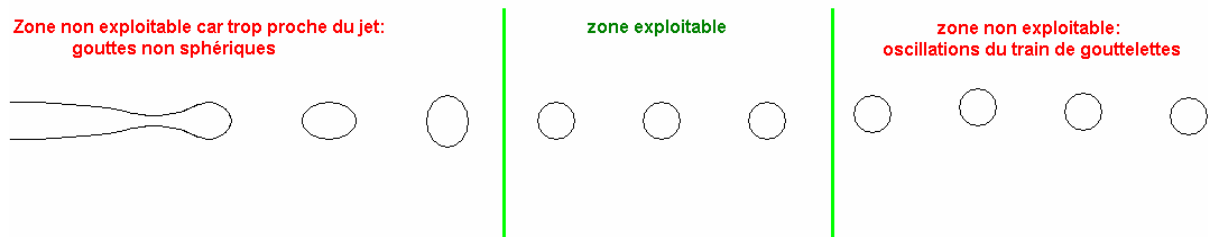


Figure 46. Représentation schématique de l'évolution de la stabilité d'un train de gouttes.

L'étude des régimes de collision à haute vitesse a également nécessité l'utilisation d'une double modulation du signal électrique d'excitation. Cette technique permet de générer des gouttelettes plus grosses et surtout plus espacées qu'avec des fonctions « simples » lorsque le débit d'injection augmente. En effet, ce type d'excitation génère des gouttes de tailles variables qui vont s'agglomérer pour ne former qu'une goutte unique, comme le montre la Figure 47. Pour ce faire, on utilise une modulation du signal en fréquence mais également en amplitude, comme suggéré par Orme *et al.* [68].

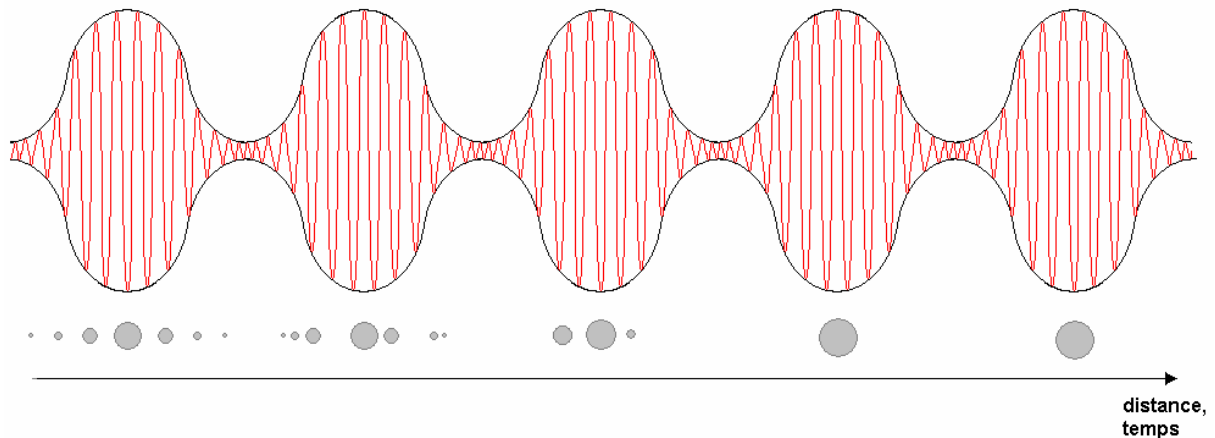


Figure 47. Schéma de principe de regroupement des gouttes satellites pour ne former qu'une seule grosse goutte.

3.2.2.2. Traitement semi-automatisé des images

Une fois les séquences d'images enregistrées avec le logiciel Matrox Imaging ©, elles sont décomposées en images individuelles (à l'aide du logiciel VirtualDub ©) qui subissent alors un premier tri. Cette

sélection manuelle consiste à éliminer les images trop sombres, sans collision ou avec un écartement non régulier entre les gouttes (Figure 48).

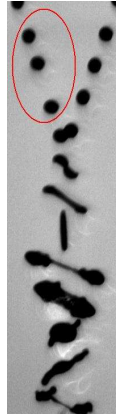


Figure 48. Ecartement non régulier entre gouttelettes (We et b non calculables ; $\Delta=1$; $d=450 \mu\text{m}$).

Lorsque cette phase de tri est terminée, le traitement de chaque image s'effectue à l'aide d'un programme en JAVA, développé spécialement pour cette application, et se basant sur les fonctions du logiciel ImageJ (voir Annexe 5). Ce programme, initialement développé à l'ITLR, a été entièrement revu afin de tenir compte de la configuration de nos images et de fournir les paramètres désirés comme résultats. Il débute par une binarisation de l'image (chaque pixel est converti en noir ou blanc en fonction de son niveau de gris) puis se poursuit par une détection automatique des gouttes en fonction des critères fixés préalablement : sphéricité (rapport des rayons minimum et maximum d'une particule), diamètre minimum et maximum. Les gouttes sont ensuite numérotées. Une fois les gouttes ainsi détectées, le programme détermine pour chacune d'entre elles les coordonnées du centre ainsi que son appartenance au train de gauche ou de droite. Il calcule pour cela les coordonnées du milieu du segment formé par les deux gouttes les plus hautes, puis détermine si la goutte suivante est à gauche ou à droite de ce milieu. Le milieu du segment est recalculé pour chaque nouvelle goutte afin de tenir compte de l'asymétrie des trains (Figure 49).

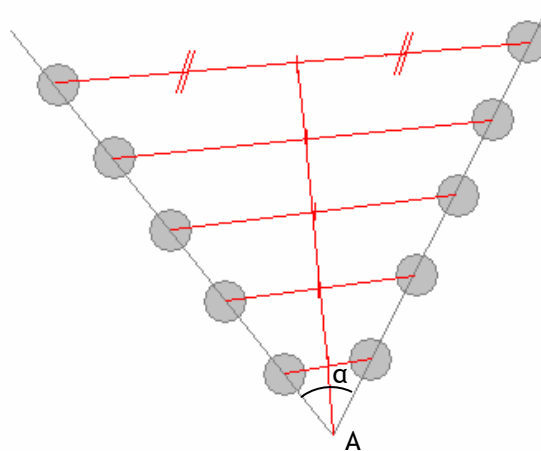


Figure 49. Méthode de détermination de l'appartenance d'une goutte au train de droite ou de gauche.

Une série de calculs et d'opérations est alors effectuée, dans le but de déterminer le nombre de Weber We_s , ainsi que le paramètre d'impact adimensionnel b :

- diamètre arithmétique moyen des gouttes de chaque train et rapport des diamètres moyens ;
- distance moyenne entre les gouttes de chaque train ;
- angle α (Figure 49) entre le train de gauche et le train de droite ;
- coordonnée de la dernière goutte de chaque train ;
- point de concours des deux trains (A sur la Figure 49) : ceci est effectué en résolvant le système lié aux équations des droites supports des trains de gouttes ;
- vitesse moyenne u des n gouttes de chaque train à l'aide de la distance moyenne D les séparant (la sphéricité des gouttes est alors importante : si les gouttes ne sont pas sphériques, la position de leur centre et donc l'écartement sont approximatifs) ainsi que de la fréquence d'excitation f imposée aux générateurs, renseignée préalablement par l'utilisateur (Figure 50) ; cette vitesse vaut alors :

$$u = D \times f_{dis} \quad (77)$$

$$\text{avec } D = \frac{\sum D_n}{n} \quad (78)$$

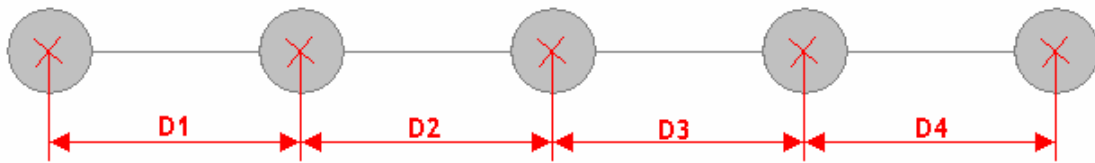


Figure 50. Calcul de la vitesse d'un train de goutte.

- Vitesse relative u_{rel} entre les deux dernières gouttes :

$$u_{rel} = \left(u_l^2 + u_s^2 - 2u_l u_s \cos \alpha \right)^{\frac{1}{2}} \quad (79)$$

avec u_l la vitesse de la grosse goutte ($m.s^{-1}$), u_s vitesse de la petite goutte ($m.s^{-1}$).

- nombre de Weber We_s , fonction de la vitesse relative, du diamètre de la petite goutte et des propriétés du fluide renseignées initialement par l'utilisateur ;
- paramètre d'impact : le calcul du paramètre d'impact adimensionnel tel qu'il est effectué dans le programme, se base sur les équations proposées par Ashgriz et Poo [4] et fait appel aux différentes distances séparant les gouttes et le point de collision ainsi que leur vitesse ; par la détermination de différents angles et l'utilisation de la formule géométrique d'Alkashi, il est possible de déterminer l'excentricité de la collision. La méthode de calcul utilisée est présentée en détail dans l'Annexe 6 ;
- écriture des résultats dans un fichier texte (Figure 51).

n° de l'image	nombre de Weber	paramètre d'impact	rapport des diamètres	diamètre moyen des gouttes du train gauche	diamètre moyen des gouttes du train de droite	vitesse de la goutte gauche	vitesse de la goutte de droite	vitesse moyenne relative	angle du train de gauche	angle du train de droite
0426.jpeg	35.3322	0.3688	0.9500	246.3144	259.2867	8.2040	8.7263	3.2333	10.0924	11.6451
0430.jpeg	36.0534	0.4131	0.9499	246.1312	259.1221	8.1572	8.7971	3.2674	10.1079	11.6948

Figure 51. Structure du fichier résultat de la macro de traitement d'image.

Par la suite, une observation manuelle de chaque image permet de définir le type de collision de l'image et donc de dresser une cartographie des différents régimes établis (voir paragraphe 2.1) en fonction du nombre de Weber et du paramètre d'impact.

3.3. Essais en atmosphère air-hélium

Suite à l'obtention de cartographies complètes des régimes de collision pour différents rapports de diamètres, ainsi que pour des nombres de Weber élevés en atmosphère ambiante, la poursuite de l'étude de la collision de gouttes s'est focalisée sur l'influence que pouvait avoir les propriétés physiques du milieu environnant sur les différents mécanismes. Dans le cadre de cette thèse, l'analyse de la phénoménologie liée à la modification de la granulométrie des gouttes lors de l'aspersion se doit de rendre compte des conditions thermohydrauliques retenues dans le cadre du scénario d'un hypothétique accident grave dans un réacteur. Ces conditions, détaillées dans la partie 1.1, supposent la présence de dihydrogène sous forme gazeuse dans l'enceinte de confinement. De par la nature du rejet de dihydrogène dans le bâtiment réacteur, lié à l'oxydation des gaines des crayons de combustible du cœur, il est difficile d'évaluer sa concentration en divers points, qui semble pouvoir être relativement inhomogène. Notre étude s'est donc attachée à simuler ce type de situation. Néanmoins, de par la dangerosité inhérente à l'explosibilité du dihydrogène, l'hélium a été choisi comme substitut afin notamment de pouvoir en utiliser une quantité importante et de le manipuler aisément. Les conditions de sécurité exceptées, le choix d'un gaz équivalent s'est porté sur l'hélium suite à ses propriétés physiques, en particulier sa masse volumique, proches de celles du dihydrogène (Tableau 7).

Tableau 7. Comparatif des propriétés physiques de l'air, du dihydrogène et de l'hélium (données issues du Webbook de chimie du National Institute of Standards and Technology).

Gaz	Masse volumique (kg.m^{-3}) à 293 K à P_{atm}	Viscosité dynamique ($\mu\text{Pa.s}$) à 293 K à P_{atm}
Air	1,198	18,5
Hydrogène	0,08266	8,8128
Hélium	0,16414	19,618

L'étude de la modification des mécanismes de collision binaire, en fonction de la teneur ambiante en hélium, a donc nécessité la mise en place d'un système particulier. Ce dispositif, détaillé dans le paragraphe suivant, a été élaboré dans le but de contrôler et de confiner l'atmosphère environnant directement la collision.

3.3.1. Dispositif d'injection et de confinement du mélange air-hélium

Afin de limiter la quantité de gaz utilisée pour simuler une atmosphère et de maîtriser sa concentration, ainsi que de prévenir les risques d'asphyxie des opérateurs, une boîte à gants a été dimensionnée et réalisée spécialement dans le but d'englober le système expérimental (Figure 52).

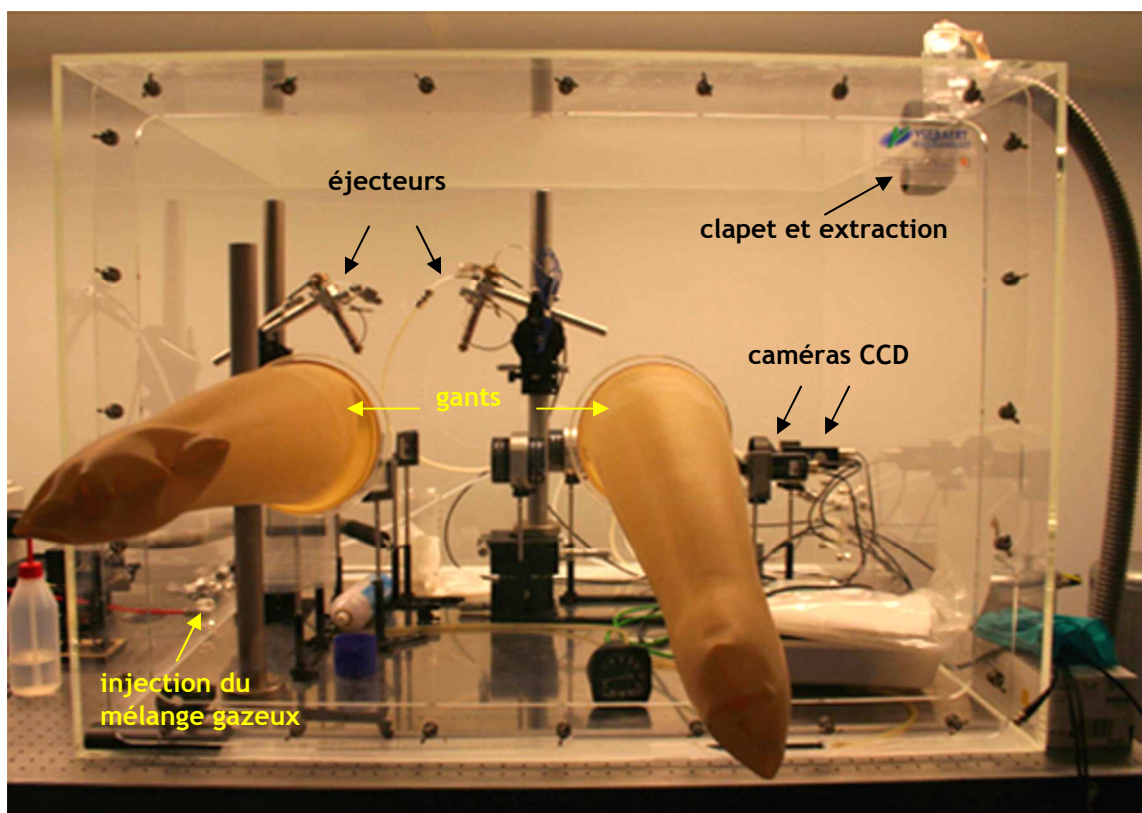
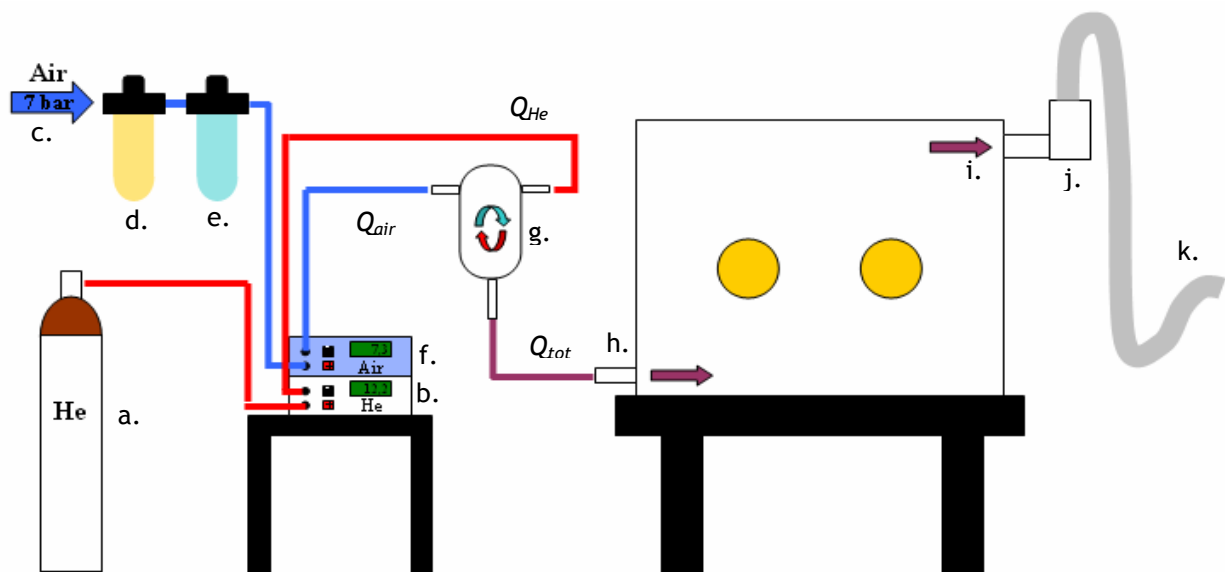


Figure 52. Photographie de la boîte à gants en surpression permettant le contrôle et le confinement de l'atmosphère environnant la collision.

L'utilisation d'une boîte à gants (BAG) avec façade amovible, comme c'est le cas ici, présente l'avantage de permettre des réglages précis (systèmes optiques, trains de gouttes) avant et pendant l'établissement d'une atmosphère maîtrisée à l'intérieur. Le mélange d'air et d'hélium est alors injecté, puis, lorsque la teneur en hélium est atteinte et constante, les images de collision sont enregistrées. Malgré une bonne étanchéité de la boîte (notamment grâce à la mise en place de presse-étoupes pour le passage des câbles), la conservation de la concentration du mélange air-hélium environnant la collision se fait par une mise en légère surpression de l'enceinte. Cette surpression, obtenue en injectant en permanence un faible débit de mélange, est évacuée par un clapet situé en partie haute et ne permet pas à l'air extérieur de pénétrer par la fuite. Le clapet, taré pour une

surpression maximale de 200 mbar, outre le fait d'éviter un éclatement de la boîte, permet d'évacuer le mélange vers une bouche d'extraction située dans le mur. Les gants présents sur la façade avant amovible permettent un réajustement des réglages lorsque l'atmosphère air-hélium est établie. Le dispositif complet est présenté sur la Figure 53. La régulation de la teneur en hélium du mélange gazeux dans le champ proche de la collision est obtenue par l'intermédiaire d'un circuit d'injection dont le point d'admission se trouve en partie basse de la boîte à gants (h. sur la Figure 53). L'alimentation de ce circuit est assurée par une bouteille (a.) contenant 20 L d'hélium sous une pression de 200 bar. Le débit du gaz peut être modulé par l'intermédiaire d'un régulateur de débit volumique (b.) avant d'être acheminé vers un mélangeur (g.) destiné à obtenir une meilleure homogénéisation. L'autre branche du mélangeur correspond à l'admission d'air comprimé issu du réseau à 7 bar (c.). Celui-ci transite tout d'abord par un déshuileur (d.) et un filtre à particules (e.) afin d'augmenter son niveau de pureté, avant de rejoindre un débitmètre volumique de régulation (f.). Un mélange d'air et d'hélium est ainsi obtenu aux abords de la collision par injection en partie basse de la boîte à gants. Son extraction se fait en partie haute (i.) lorsque la pression totale est supérieure à 1,2 bar grâce à un clapet de surpression (j.). Ce dernier libère alors le mélange vers le système d'extraction extérieur au laboratoire (k.) afin de prévenir tout risque d'asphyxie.



- | | | |
|----|--|----|
| a. | Bouteille d'hélium sous pression | |
| b. | Débitmètre régulateur d'hélium | |
| c. | Air comprimé sous pression provenant du réseau du centre de Saclay | |
| d. | Déshuileur | |
| e. | Filtre à particules | |
| f. | Débitmètre régulateur d'air | |
| g. | Mélangeur | |
| | | h. |
| | | i. |
| | | j. |
| | | k. |

Figure 53. Schéma général du dispositif utilisé pour l'injection du mélange air-hélium dans la boîte à gants.

Un temps d'injection suffisant est nécessaire avant d'obtenir une teneur fixe et homogène en hélium au sein de la boîte. Un débit total d'injection du mélange relativement fort est donc imposé en entrée de la boîte à gants pendant près d'une heure. Ce débit Q_e est fixé à $3,3 \text{ m}^3/\text{h}$ ce qui correspond à 3 fois le volume de la boîte à gants ($V_{BAG} = 1,1 \text{ m}^3$), soit un taux de renouvellement du volume de gaz de l'enceinte de 3 par heure. De par la taille de la boîte et le faible volume utile, il est possible de l'assimiler à un réacteur parfaitement agité et donc de déterminer la concentration d'hélium à l'intérieur de la manière suivante :

$$C = \frac{Q_{He}}{Q_{tot}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (80)$$

- avec C la concentration en hélium dans l'enceinte ;
 Q_{He} le débit volumique d'hélium injecté ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) ;
 Q_{tot} le débit volumique total d'injection du mélange gazeux ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) ;
 τ le temps de renouvellement (h) ;
 t le temps (h) ;

On introduit également la concentration à l'équilibre, C_0 avec $C_0 = Q_{He} / Q_{tot}$.

En prenant donc un temps d'injection de mélange égal à 3τ , le rapport de concentration C / C_0 atteint 95 % (voir Figure 54). Par conséquent, avec un débit de mélange de $3,3 \text{ m}^3/\text{h}$, l'homogénéité du mélange et sa concentration initiale sont obtenues dans la boîte à gant au bout d'une heure.

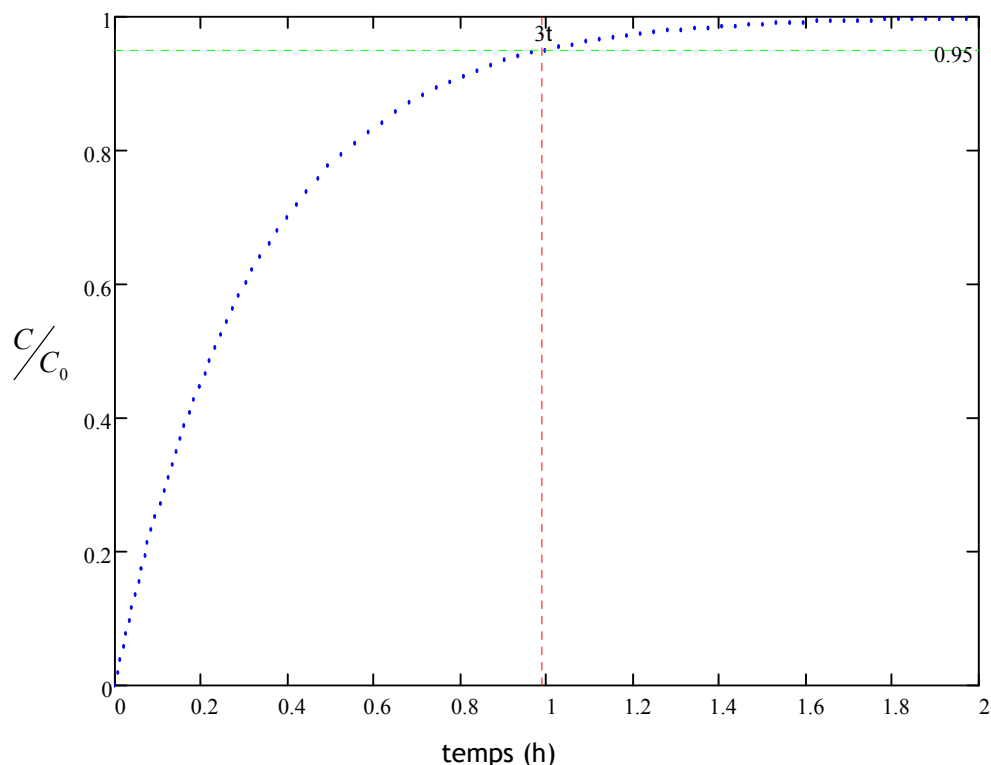


Figure 54. Evolution de la concentration adimensionnée d'hélium dans la boîte à gants au cours du temps.

Lorsque le mélange désiré occupe tout le volume de l'enceinte, le débit d'injection est fortement diminué afin de compenser uniquement les fuites éventuelles tout en conservant les proportions gazeuses.

3.3.2. Etalonnage du dispositif

Dans le but de vérifier la précision du système d'injection du mélange gazeux, un étalonnage préliminaire à la réalisation d'essais de collisions sous une atmosphère d'hélium a été effectué en fixant une consigne de concentration et en mesurant la quantité de gaz obtenue dans la zone de collision des gouttes. Cette mesure de la teneur en hélium, ainsi qu'en vapeur d'eau et en dioxygène, a été réalisée à l'aide d'un spectromètre de masse (Fabstar). Ce dispositif fonctionne par ionisation sous vide du gaz à étudier. Les ions obtenus sont accélérés par des électrodes et séparés selon leur rapport masse /charge par un champ électrique à haute fréquence. Les ions ainsi sélectionnés sont envoyés vers un détecteur d'ions qui mesure le courant résultant. Ils représentent une fraction du nombre d'atomes et de molécules prélevés dépendant de la pression à l'intérieur de la chambre d'ionisation. Les résultats de l'étalonnage du spectromètre de masse, effectué à l'aide de bouteilles étalon de mélange air-hélium (5 % vol, 9,9 % vol, 29,8 % vol, 59,5 %vol) par injections graduelles, sont présentés sur la Figure 55.

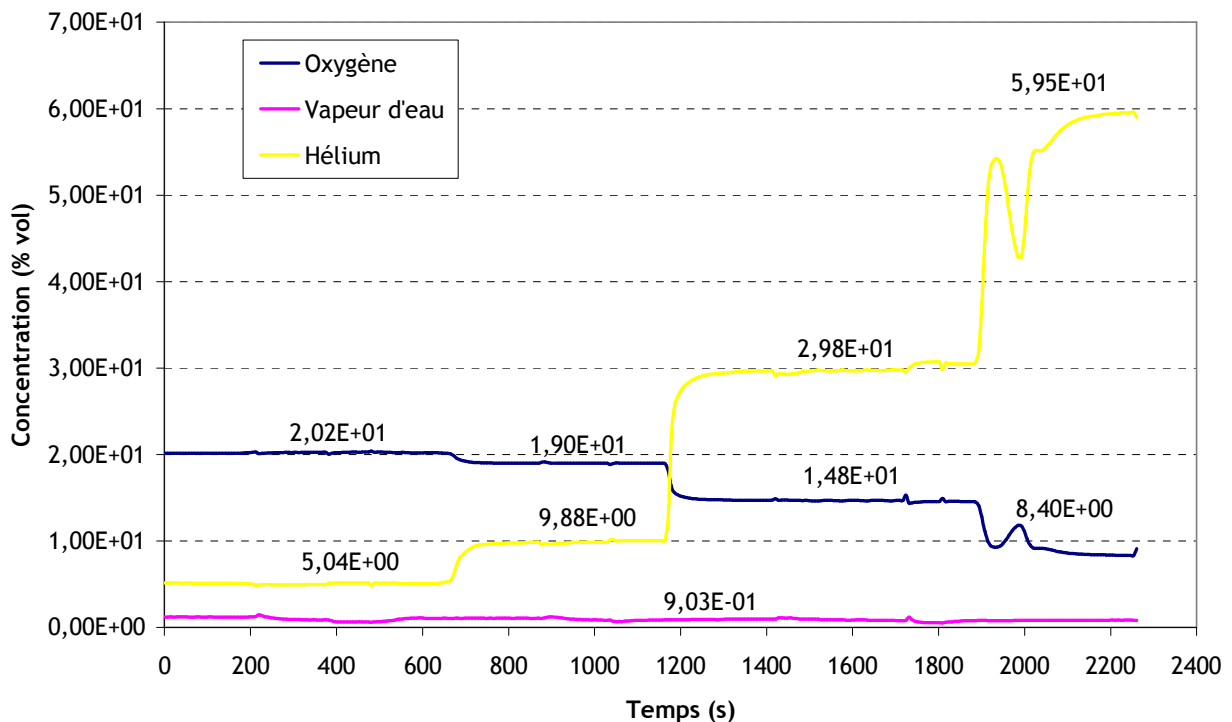
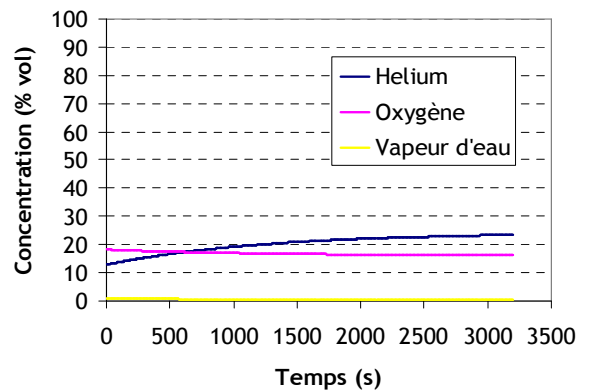
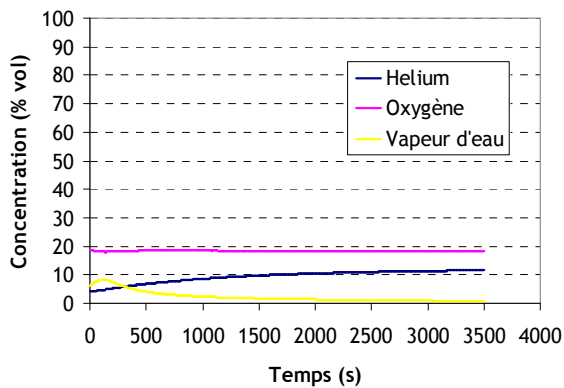


Figure 55. Etalonnage du spectromètre de masse Fabstar par injections graduelles d'un mélange air-hélium issu de bouteilles étalon (les valeurs numériques indiquées correspondent aux moyennes calculées sur chaque palier).

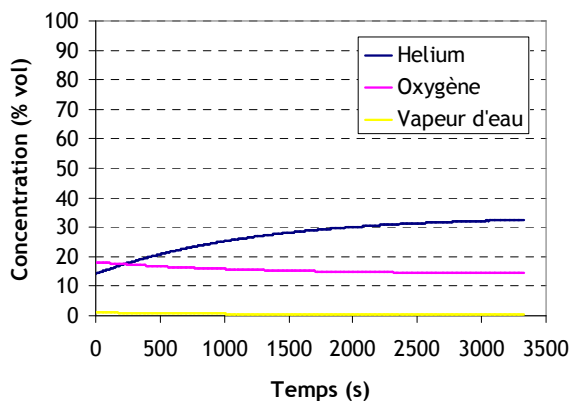
Par la suite, différentes concentrations d'hélium ont été injectées dans la boîte à gant à l'aide du dispositif présenté précédemment. Quatre mélanges explicités par leur teneur en hélium (10 % vol,

20 % vol, 30 % vol, 70 % vol) ont été utilisés. Les résultats obtenus avec le spectromètre dans la boîte à gants au niveau de la zone de collision des gouttes sont présentés sur la Figure 56. On constate que, dans le cas le plus défavorable, concentration de 10 % vol, l'erreur relative entre la consigne d'injection et la valeur mesurée par le spectromètre atteint 18 % de la concentration fixée alors que l'erreur absolue avoisine au maximum 2,5 %vol (concentration de 10 %vol).

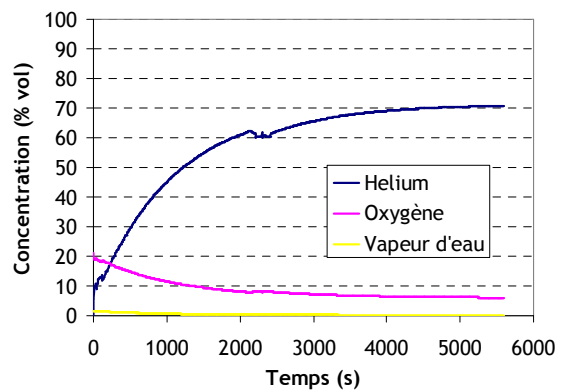


a)

b)



c)



d)

Figure 56. Mesure de concentrations d'hélium, de vapeur d'eau et de dioxygène en fonction du temps à l'aide du spectromètre de masse. Consignes d'injection a) 10 %vol, b) 20 %vol, c) 30 %vol, d) 70 %vol.

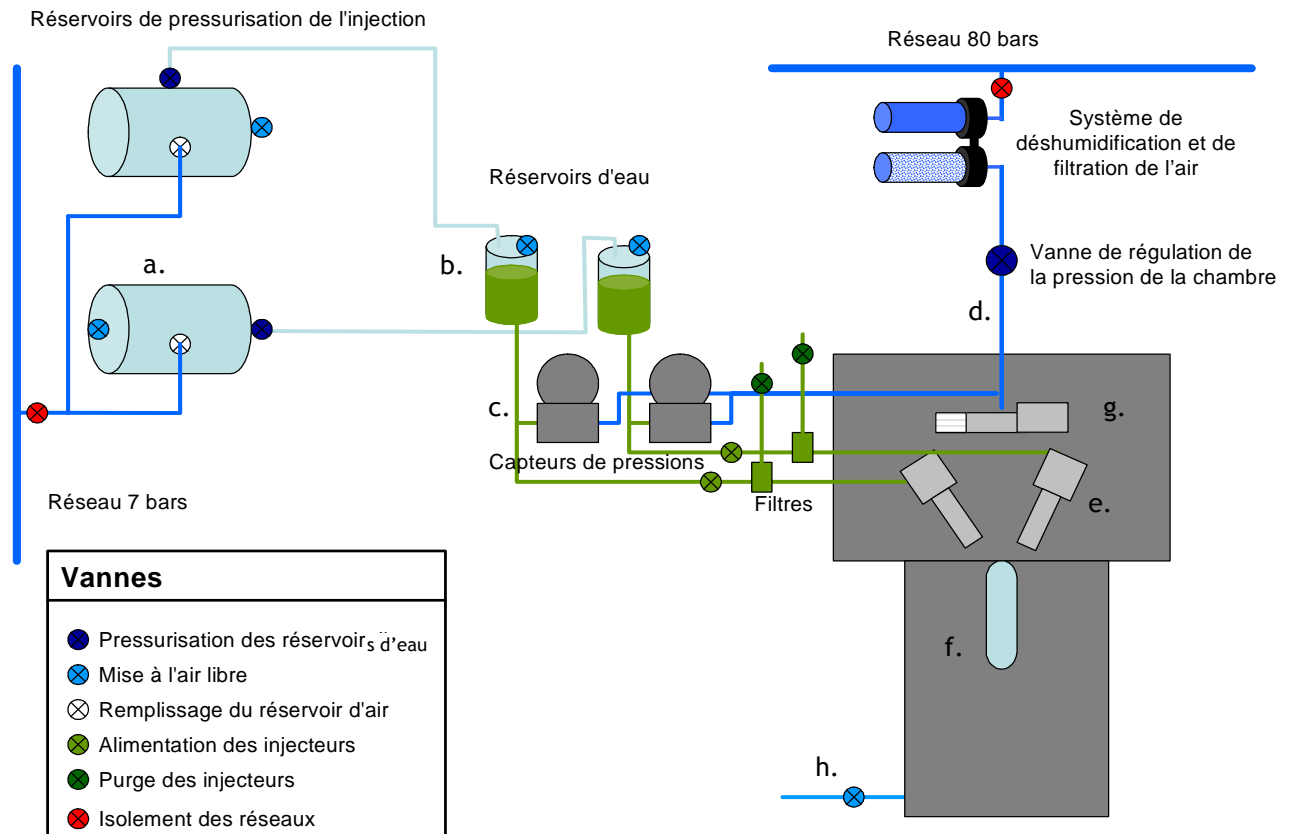
3.4. Essais en atmosphère pressurisée

De la même manière que pour l'influence de la concentration d'hélium dans l'atmosphère sur les différents régimes de collision, la problématique liée à cette thèse nous a amenés à étudier les effets de la modification de la masse volumique du gaz par le biais de la pression. Comme il est expliqué dans le paragraphe 1.2, le scénario retenu dans le cadre d'un hypothétique accident grave s'accompagne d'une montée en pression de la phase gazeuse dans le bâtiment réacteur, notamment par l'intermédiaire du relâchement de l'eau du circuit primaire sous forme de vapeur. Le déclenchement du circuit d'aspersion est quant à lui également conditionné par la détection d'une montée en pression de l'enceinte de confinement dont le seuil est fixé à 2,6 bar. A travers ces éléments, l'étude des conséquences des variations de masse volumique sur les transitions entre les régimes de collision, et même l'apparition de régimes comme le rebond, inexistant en atmosphère ambiante en air pur pour

des gouttes d'eau, s'est révélée nécessaire. Peu d'auteurs se sont intéressés à l'influence de ce phénomène. L'étude des effets de la pression sur la collision, envisagée en temps que perspective à l'ONERA comme suite des travaux d'Estrade [24], a pu être réalisée dans le cadre de cette thèse en utilisant une chambre sous pression construite au Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique du Centre d'Etudes et de Recherches de l'Office National d'Etudes et de Recherche Aérospatiales de Toulouse. Ce dispositif, assurant un pilotage complet de la pression du gaz au sein de la chambre de collision est présenté dans le paragraphe qui suit.

3.4.1. Principe de l'enceinte pressurisée

L'enceinte pressurisée utilisée ici se compose d'une partie haute large, destinée à accueillir les générateurs de gouttelettes ainsi que les systèmes de déplacements micrométriques associés, et d'une partie basse constituée d'une veine d'environ 30 cm de haut ayant une section approximative de 30 cm^2 et comprenant deux épais hublots (f. sur la Figure 57), face à face, permettant à la fois d'éclairer la collision à l'aide d'un stroboscope et de l'enregistrer avec une caméra CCD. La partie basse dispose également d'une évacuation d'eau (h.) et d'une mise à l'échappement afin de remettre le système à pression ambiante. L'alimentation en air comprimé de la chambre s'effectue par le biais du réseau à 80 bar du centre de l'ONERA et d'un automate de régulation contrôlant la vanne d'admission (d.) tout en assurant l'interface avec l'opérateur. Deux automates sont également nécessaires pour gérer la pression dans les réservoirs d'eau (b.) et ainsi fixer le débit d'eau transitant par les générateurs de gouttelettes (e.). Ces automates, par lesquels l'opérateur peut à encore fixer une consigne de pression d'injection, s'appuient sur les informations délivrées par les capteurs de pressions des circuits hydrauliques (c.) et de la chambre. Ils pilotent ainsi, de manière différentielle, chaque vanne des réservoirs d'air (a.) destinés à la pressurisation de l'eau.



- | | | | |
|----|---|----|---|
| a. | Réservoirs d'air sous pression | f. | Hublot de visualisation des collisions |
| b. | Réservoirs d'eau sous pression | g. | Sonde d'humidité |
| c. | Capteurs de pressions | h. | Vanne d'évacuation d'eau et de mise à l'air libre de la chambre |
| d. | Alimentation en air de la chambre pressurisée | | |
| e. | Générateurs de gouttelettes monodispersées | | |

Figure 57. Schéma de l'enceinte pressurisée utilisée dans le cadre des essais de collision sous pression au centre de l'ONERA Toulouse.

3.4.2. Tests préliminaires

Plusieurs vérifications ont précédé la campagne d'essais de collision de gouttes sous pression. Ces tests ont eu pour but d'éprouver l'étanchéité de l'enceinte et les débits des générateurs de gouttelettes monodispersées différents de ceux utilisés à l'IRSN en fonction de la pression d'injection. Les débits montrés une légère différence pour deux orifices de même diamètre de 200 μm , avec des pressions d'injection élevées (Figure 58). Néanmoins, il s'avère que cette différence ne se situe qu'en bordure de la plage d'utilisation, c'est-à-dire avec un débit proche de 1 kg/h correspondant à une vitesse des gouttes supérieure à 8 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le train.

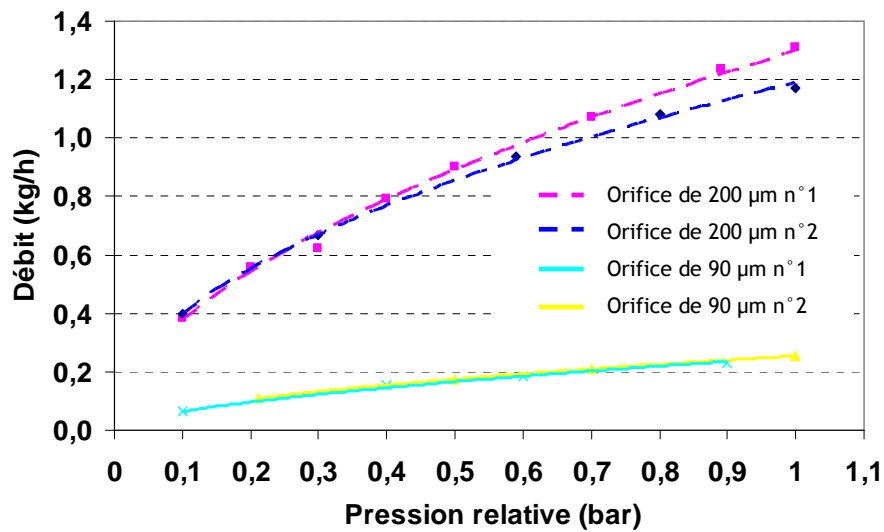


Figure 58. Débit d'eau mesuré en sortie des générateurs de gouttes pour différents orifices et différentes pressions.

La mise en pression totale de la chambre à 2,5 bar a révélé de son côté une fuite importante au niveau du joint d'un des deux hublots ne permettant pas d'obtenir la pression désirée dans la veine sans imposer un débit d'air continu et conséquent en entrée, créant ainsi un écoulement gazeux rapide le long des trains de gouttelettes. Le remplacement de ce joint a permis de diminuer considérablement cette fuite lui concédant un débit maximum de $0,23 \text{ l.h}^{-1}$ soit une vitesse d'écoulement de $7,6 \text{ cm.s}^{-1}$, ce qui représente 1 à 2 % de la vitesse de chaque train de gouttes rendant cette fuite acceptable pour les mesures envisagées. Pour évaluer l'effet de l'augmentation de l'humidité due au confinement des gouttes dans la veine, plusieurs essais de collision ont également été menés avec différents degrés d'humidité (sous une pression relative de 0,5 bar), mesurés à l'aide d'une sonde située en partie haute de l'enceinte (g. sur la Figure 57). Il s'avère que les divers degrés d'humidité relevés ne semblent pas avoir d'influence notable sur l'issue des collisions enregistrées (Figure 59). Néanmoins le positionnement adopté pour la sonde constitue une restriction à nos mesures du fait de l'impossibilité de la placer directement dans la veine et donc dans le champ proche de la collision. De plus, les travaux de Virepinte [103], qui s'est particulièrement intéressé à l'influence de l'espacement entre les gouttes d'hydrocarbure sur leur combustion, ont montré qu'il existait une forte concentration de vapeur le long du train et que le champ proche des gouttes se trouvait en situation de quasi saturation.

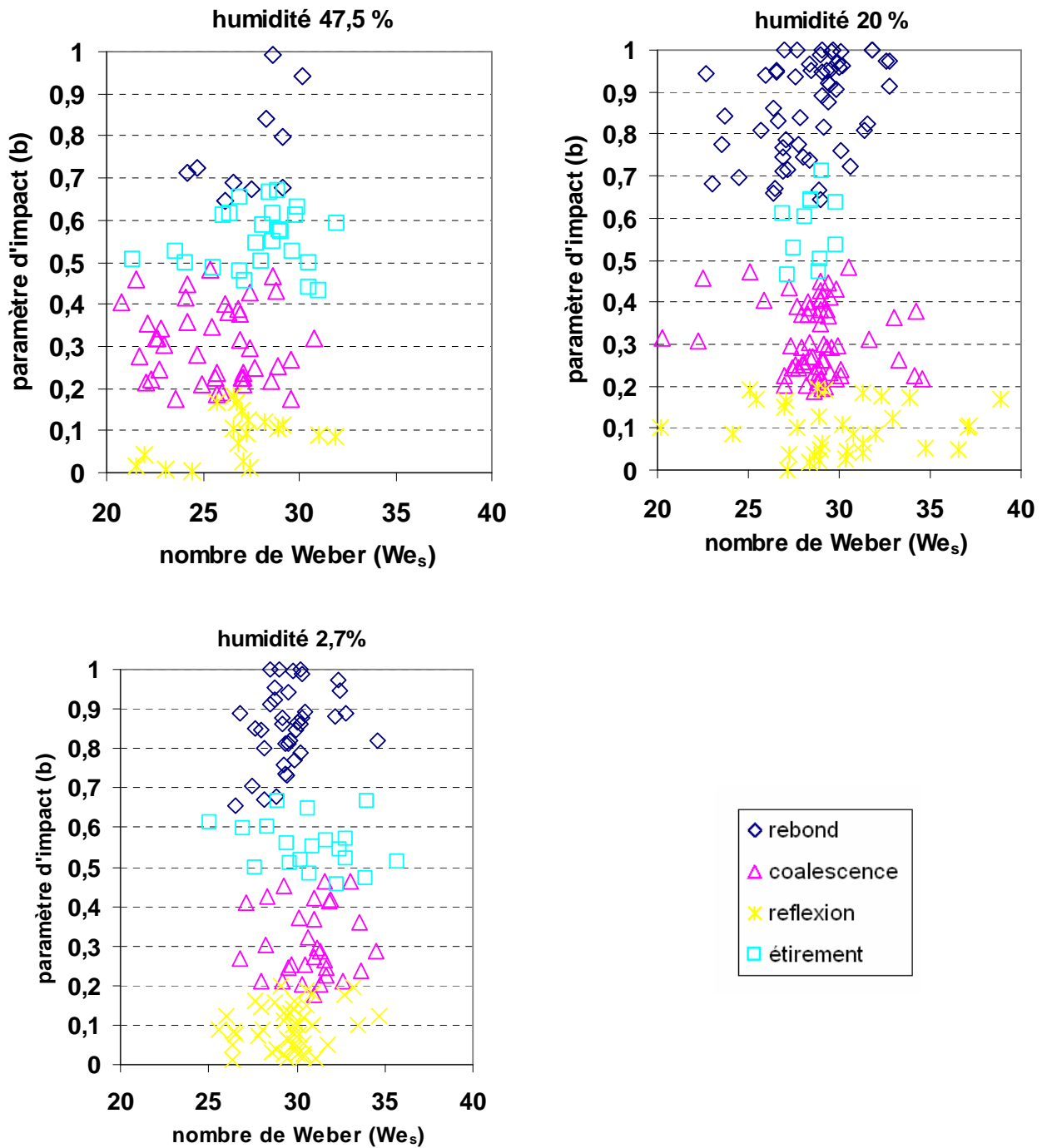


Figure 59. Comparaison de tests expérimentaux de collision pour différents taux d'humidité relative ($P_{abs} = 1,5$ bar).

3.5. Evaluation des incertitudes liées à la mesure

Un effort global a été conduit durant l'ensemble de cette étude pour identifier les sources d'erreurs pouvant entacher la mesure, et quantifier leurs importances respectives. Cette approche, faisant souvent défaut dans la majeure partie de la littérature (excepté dans les travaux d'Estrade [24]), a également permis de vérifier intégralement le processus de mesure ainsi que les tolérances des appareils associés.

3.5.1. Facteurs d'erreurs liés à la mesure

Différentes sources d'erreurs potentielles, détaillées dans ce paragraphe, conduisent à une incertitude globale sur le nombre de Weber et le paramètre d'impact caractérisant chaque image de collision enregistrée. On retrouve ainsi les incertitudes liées aux propriétés physiques du fluide (masse volumique et viscosité), l'écart sur la fréquence d'excitation des cellules piézoélectriques ainsi que les erreurs découlant de la mesure de la taille des gouttes sur l'image.

En ce qui concerne les variations des propriétés de l'eau, plusieurs mesures de tension superficielle ont été effectuées à différents endroits du circuit hydraulique en utilisant un tensiomètre à anneau. Elles ont conduit à une valeur moyenne de $69 \times 10^{-3} \text{ kg.s}^{-2}$ avec un coefficient de variation de 7 % (intervalle de confiance de 67%) soit 5.10^{-3} N/m . La masse volumique n'a malheureusement pas pu être mesurée avec précision et l'on a choisi de considérer une incertitude de 10 kg/m^3 . La fréquence de désintégration du jet liquide, provenant du générateur de fonction, et dont le signal transite à travers un amplificateur, affiche de son côté une erreur absolue de 1 Hz (donnée constructeur). L'angle α de chacun des trains de gouttes subit une variation de 1° (écart maximum mesuré sur un grand nombre d'images). Enfin, la mesure de la taille et de l'espacement des particules s'effectue selon plusieurs étapes pouvant générer là encore une incertitude. La première opération consiste à fixer l'échelle de mesure avant chaque enregistrement d'image, ce qui s'effectue à l'aide d'une mire dont la précision (donnée constructeur) est de $1 \mu\text{m}$. Les deux étapes suivantes sont ensuite liées, du fait de leur intervention dans la détection et la mesure de la taille des gouttes, par le programme de traitement d'images. Une nouvelle erreur est ainsi introduite de par la précision sur la taille des pixels de la caméra, couplée au seuil de niveau de gris fixé par l'opérateur lors du processus de binarisation des images. Cette approximation conduit à un écart sur la mesure de la surface des gouttes et donc sur leur diamètre calculé, ainsi que la position de leur centre. Au regard de l'analyse des images traitées, il s'avère que le programme peut ainsi ajouter ou supprimer certains pixels en bordure du contour de chaque goutte de façon arbitraire.

3.5.2. Etude de la propagation des incertitudes dans le calcul du nombre de Weber et du paramètre d'impact

L'étude de la propagation des erreurs dans le calcul intégré au programme de traitement d'images a fait l'objet d'une attention particulière. La méthode utilisée pour calculer ces incertitudes se base sur la formule (81). Elle est ici employée dans le calcul de la variation du diamètre à titre d'exemple.

$$\varepsilon = \sqrt{\sum_1^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 s_n^2(x_i)} \quad (81)$$

Cette erreur est due au fait que les pixels sur le bord des gouttes ne sont pas toujours pris en compte de par leur trop faible niveau de gris par rapport au seuil fixé pour la binarisation (blanc ou noir). Les caméras utilisées disposent de pixels carrés de 8 μm de coté, l'incertitude de l'aire mesurée pour les gouttes de plus petite taille (200 μm) est donc :

$$\varepsilon_{\text{aire}} = \pi \left(r + 8 \times 10^{-6} \right)^2 - \pi r^2 \quad (82)$$

où r est le rayon de la goutte mesurée (m).

De cette manière, le programme recalcule le diamètre de la goutte :

$$d = \sqrt{\frac{4 \times A}{\pi}} \quad (83)$$

où A est l'aire de la particule constituée par la somme des pixels détectés (m^2).

Il devient alors possible de calculer l'erreur sur le diamètre à l'aide de la formule (81) en prenant le diamètre pour fonction f , l'aire A pour variable x_i , et $\varepsilon_{\text{aire}}$ pour l'incertitude $s_n(x_i)$. On obtient alors l'incertitude sur le diamètre calculé ε_d :

$$\varepsilon_d = 16,6 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (84)$$

Cette valeur de l'incertitude absolue maximum sur la détermination du diamètre de la goutte (soit une erreur absolue de 2 pixels et une incertitude relative de 8,3 % pour une goutte de 200 μm) a été utilisée dans ce qui suit pour calculer l'erreur sur le paramètre d'impact et le nombre de Weber. La propagation de l'erreur tout au long du calcul est faite en utilisant cette même formule, appliquée aux équations du nombre de Weber We_s et du paramètre d'impact b (telles qu'elles sont suivies dans le programme présenté dans l'Annexe 5). Les résultats de cette étude sont donnés dans le Tableau 8.

Tableau 8. Sensibilité à une variation donnée d'un paramètre sur We_s et b

Paramètre testé	Variation	écart sur le nombre de Weber We_s	écart sur le paramètre d'impact b
pixels pris en compte	2 pixels	3,4 (7,5%)	0,12
fréquence d'excitation	1 Hz	0,9 (0,044%)	0,08
tension de surface	$5,0 \cdot 10^{-3}$ (N.m ⁻¹)	3,4 (7,5 %)	0,08
masse volumique de l'eau	10,0 kg.m ⁻³	0,4 (0,9 %)	0,08
angle de chaque train de goutte	1 °	1,0 (7,1 %)	0,11

On constate ici que l'erreur liée aux pixels est majorante aussi bien sur le paramètre d'impact que sur le nombre de Weber. Les incertitudes relatives alors obtenues en considérant l'ensemble de ces

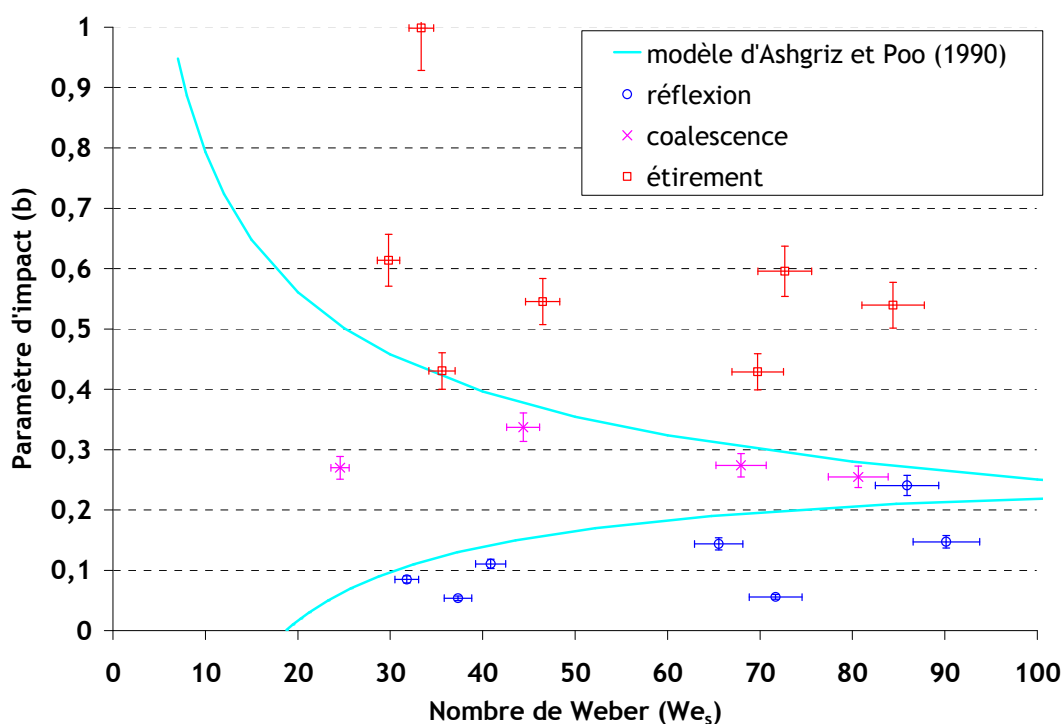


Figure 60. Evaluation de l'incertitude sur la détermination des paramètres liés à différents régimes de collision.

variations sont de 8 % pour le nombre de Weber et de 12 % pour le paramètre d'impact et ont été reportées sur la Figure 60. Par ailleurs, citons qu'une comparaison des méthodes de traitements d'images utilisées à l'IRSN et à l'ONERA (différent par la méthode de détection du contour des gouttes) a été réalisée et a donné un écart moyen de 6,4 % sur le diamètre, sur la base d'une évaluation sur 100 images.

4 Résultats expérimentaux

Les techniques de mesures présentées dans le chapitre précédent ont permis d'obtenir un grand nombre de photographies de collision de gouttes, correspondant à des régimes variés, qui ont pu être cartographiés et analysés dans diverses conditions. La démarche expérimentale choisie a suivi volontairement une complexification progressive afin de vérifier dans un premier temps les acquis et modèles issus de la littérature puis de leur apporter les améliorations nécessaires afin de rendre compte des conditions thermohydrauliques représentatives des applications réacteurs.

4.1. Résultats en atmosphère ambiante

Avant de s'intéresser à l'influence des conditions thermohydrauliques sur la collision des gouttes, représentatives des applications réacteur, un ensemble de quatre campagnes expérimentales différentes, destiné à caractériser complètement les régimes de collision en atmosphère ambiante, a été mené. Les premières séries de mesures ont notamment eu pour but de vérifier les corrélations d'Ashgriz et Poo [4] ainsi que de Brazier-Smith *et al.* [10] pour un faible nombre de Weber avec des gouttes de tailles similaires.

4.1.1. Pour de faibles nombres de Weber $We_s < 120$ avec $\Delta = 1$

Une large campagne de mesures, entreprise dans le double but de valider les modèles existants et de vérifier la stabilité des résultats fournis par le dispositif expérimental, a conduit à l'obtention d'un grand nombre de points, constituant une amélioration par rapport aux études antérieures rendant compte de l'occurrence des trois régimes de collision évoqués dans la littérature pour des gouttelettes d'eau en conditions ambiantes : l'étirement (Figure 17), la coalescence (Figure 16) et la réflexion (Figure 18). Ces résultats, présentés sur la Figure 61, ont été obtenus avec des gouttes de même taille ayant un diamètre approximatif de 450 μm et des vitesses comprises entre 2 et 4 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (données à l'issue du traitement d'images). Les courbes frontières représentatives des équations d'Ashgriz et Poo [4] pour les transitions réflexion / coalescence et étirement / coalescence ont été tracées sur ce même graphique respectivement en bleu et marron. La courbe frontière proposée par Brazier-Smith *et al.* [10] pour la transition entre coalescence et étirement a également été tracée en orange. Les mesures obtenues montrent une large prédominance des régimes de séparation pour une large gamme de paramètre d'impact lorsque le nombre de Weber augmente et sont en bon accord avec les prédictions d'Ashgriz et Poo [4] et de Brazier-Smith *et al.* [10].

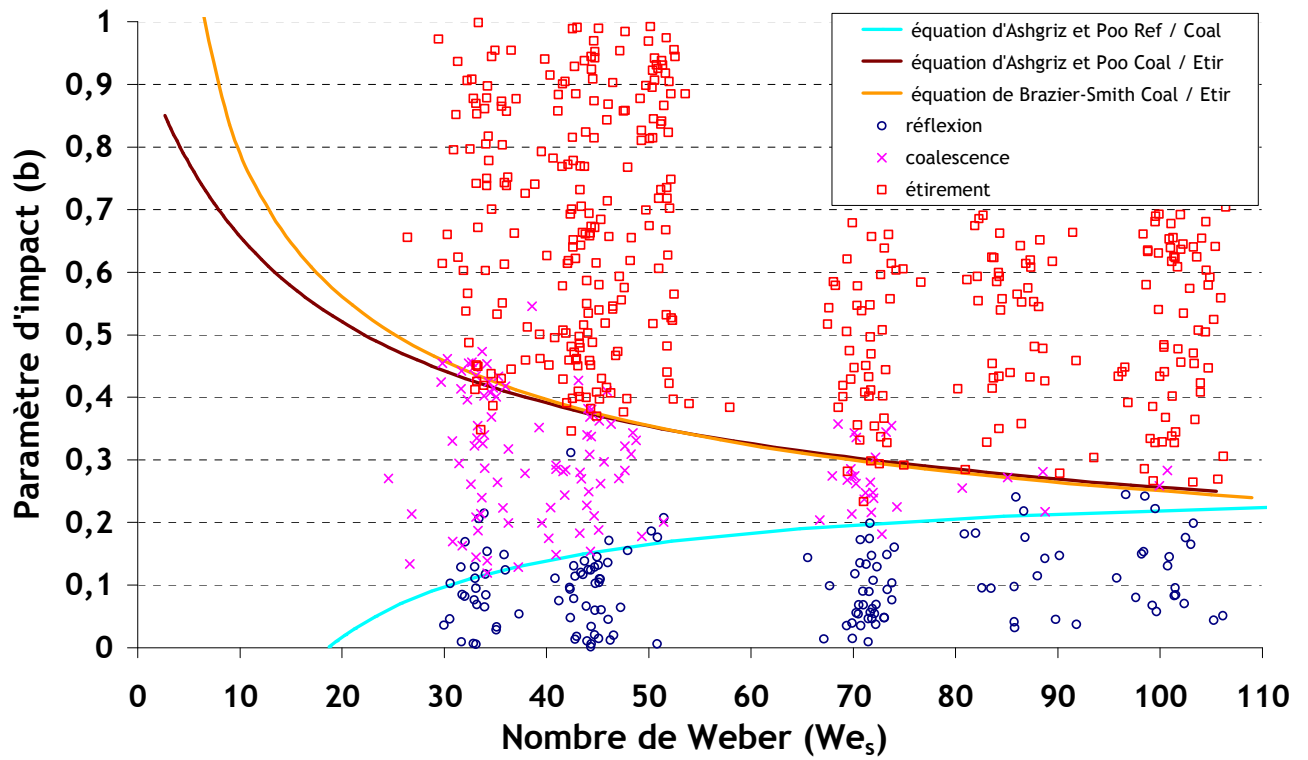


Figure 61. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s < 120$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.

4.1.2. Pour des nombres de Weber We_s compris entre 120 et 280 avec $\Delta = 1$

Afin de tenir compte de la vitesse des gouttes quelques mètres après leur injection dans le bâtiment réacteur, la campagne de mesures précédente a été élargie à des nombres de Weber plus élevés en augmentant le débit de liquide traversant les générateurs de gouttes monodispersées et donc la vitesse des gouttes lors de l'impact. Les résultats obtenus, là encore avec des gouttes ayant un même diamètre de $450 \mu\text{m}$ et des vitesses atteignant $8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, sont représentés sur la Figure 62. Ces mesures décrivent la collision de gouttes d'eau en atmosphère ambiante pour des nombres de Weber compris entre 120 et 300 et constituent un ensemble de données nouvelles par rapport aux études antérieures. Seuls les régimes de séparation ont été observés, attestant de la compétition importante entre les forces d'inertie relatives à l'étirement et celles correspondant à la réflexion. Il est également à noter que seul le paramètre d'impact, et donc l'aspect géométrique, semble ici jouer un rôle prépondérant sur l'issue de la collision du fait de sa valeur relativement constante traduisant la transition entre réflexion et étirement, quelle que soit celle du nombre de Weber. Une extrapolation de la courbe représentative de la frontière entre réflexion et coalescence, proposée par Ashgriz et Poo, a été tracée en vert sur la Figure 62. Il apparaît clairement que même si cette dernière constitue une première approximation de la transition réflexion / étirement, elle semble toutefois la sous-estimer légèrement impliquant la nécessité d'une analyse plus profonde qui sera faite au chapitre 4.

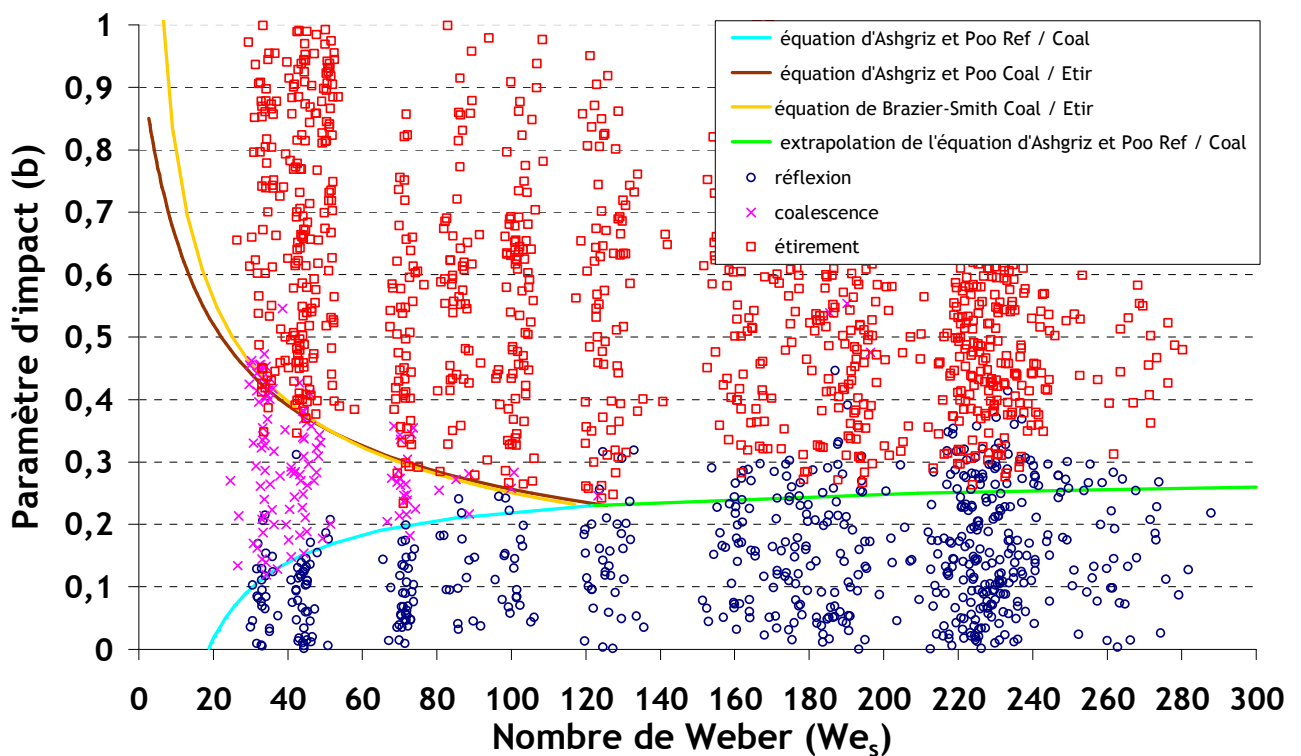


Figure 62. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s < 300$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.

4.1.3. Pour de faibles nombres de Weber $We_s < 120$ avec $\Delta \neq 1$

L'influence des différences de tailles entre les gouttes issues d'une même distribution sur l'évolution des régimes de collision, a été abordée en particulier au travers des travaux antérieurs de Brazier-Smith *et al.* [10] mais avec seulement un faible nombre de points de mesure se focalisant sur une gamme de diamètres différente de celle qui nous intéresse. Deux campagnes expérimentales ont été entièrement dédiées ici à l'analyse de ce phénomène représenté par le rapport des diamètres Δ . Une première série de mesures, présentée sur la Figure 63, dresse une cartographie des régimes de collision obtenus avec un rapport de diamètres $\Delta = 0,75$ correspondant à des gouttes de $450 \mu\text{m}$ de

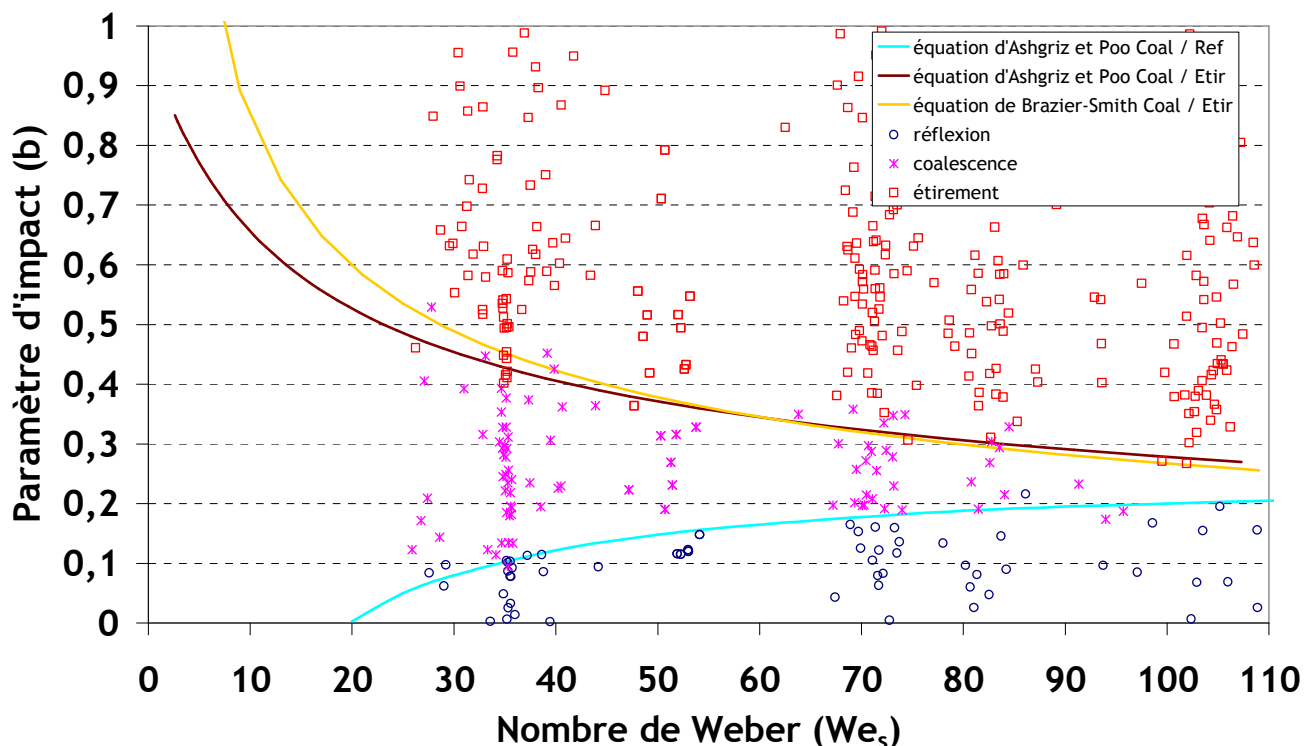


Figure 63. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 330 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,75$, $We_s < 110$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.

diamètre interagissant avec des gouttes de $330 \mu\text{m}$. La seconde série de mesures a été effectuée avec des gouttes de $450 \mu\text{m}$ et de $220 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un rapport de diamètres d'environ $0,5$. La cartographie obtenue est restituée sur la Figure 64. On peut observer que le régime de coalescence occupe une place plus importante en comparaison avec les deux régimes de séparation, pour un rapport de diamètres plus élevé. Les résultats obtenus dans chaque cas semblent en bon accord avec les formules d'Ashgriz et Poo [4], représentées en bleu pour la transition réflexion / coalescence et en marron pour la transition coalescence / étirement mais il sera démontré plus loin, avec un plus grand nombre de points dans un autre système de coordonnées, que ce modèle n'est pas bien adapté à la polydispersion. La courbe issue du modèle de Brazier-Smith *et al.* [10] (représentée en orange) semble quant à elle s'écarter des données expérimentales recueillies pour de faibles valeurs du nombre de Weber, au fur et à mesure que le rapport de diamètres Δ tend à diminuer. Il est nécessaire de souligner

que, selon Orme [67], les résultats d'Ashgriz et Poo n'avaient été établis et vérifiés jusqu'à maintenant que par l'intermédiaire d'un faible nombre de mesures ne permettant d'obtenir des limites précises entre les régimes.

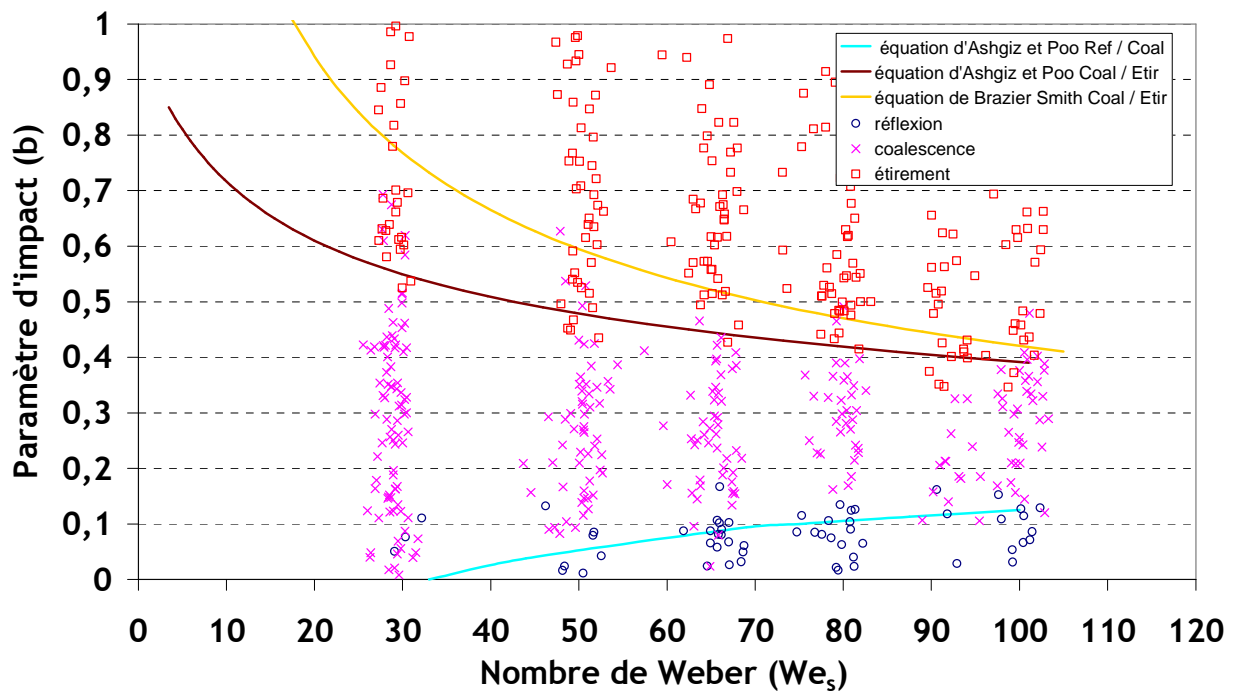


Figure 64. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,5$, $We_s < 110$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équation (46) de Brazier-Smith.

Une comparaison des différents domaines liés au régime de coalescence pour des valeurs croissantes du rapport des diamètres Δ est présentée sur la Figure 65. En comparant ces séries de points, on remarque que le régime de coalescence tend à augmenter légèrement lorsque Δ passe de 1 à 0,75 pour des valeurs du nombre de Weber supérieures à 80. Cette augmentation de la largeur du domaine de coalescence est beaucoup plus marquée pour $\Delta = 0,5$. En effet, dans ce cas et pour un nombre de Weber We_s proche de 30, le régime de coalescence peut être observé pour des collisions très frontales ($b \approx 0$) alors qu'il n'apparaît que pour $b > 0,1$ pour les rapports de diamètres supérieurs. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que lorsque le rapport Δ diminue, l'énergie cinétique de la petite goutte n'est pas suffisante pour surpasser l'énergie de surface de la grosse goutte, réduisant ainsi les possibilités d'occurrence de chacun des régimes de séparation. Ces résultats montrent néanmoins une très forte dépendance des courbes frontières au rapport des diamètres Δ , ce qui nous a conduit par la suite à revoir les modèles existants ; ce point sera détaillé dans la partie 4.

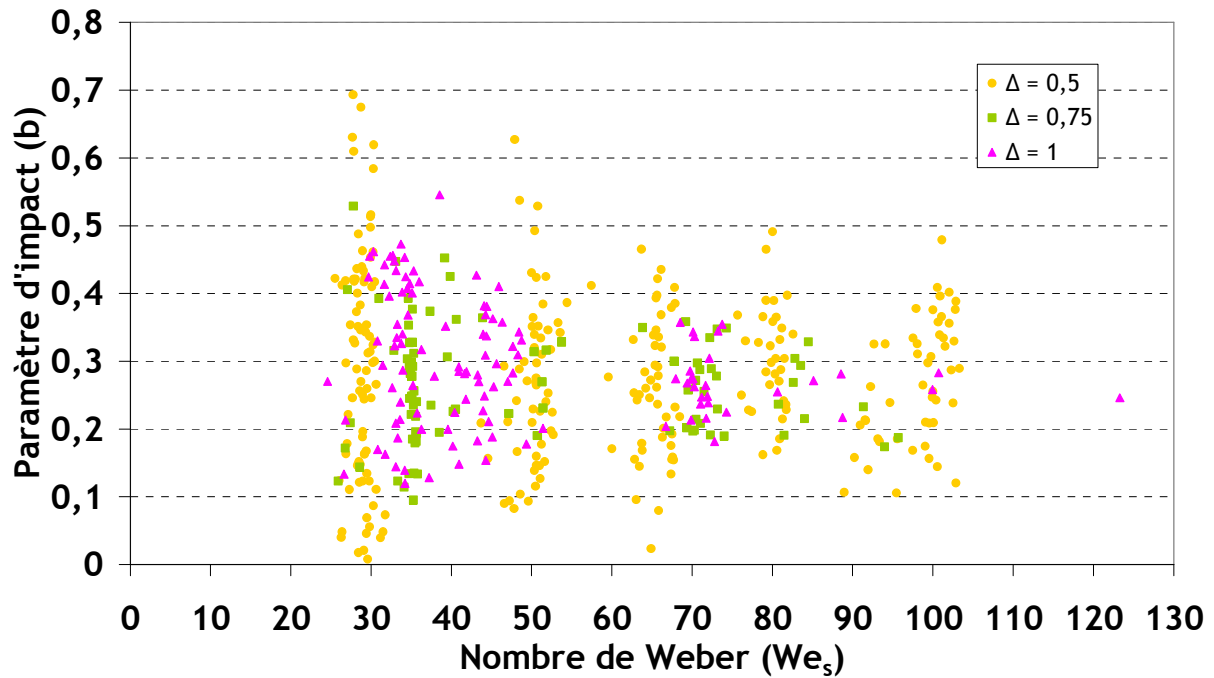


Figure 65. Comparaison des domaines du régime de coalescence pour différents rapports de diamètres Δ .

4.1.4. Deux nouveaux régimes de collision à haut nombre de Weber $We_s > 500$

Jusqu'à présent, la collision des gouttes n'a pratiquement été étudiée que pour de faibles vitesses relatives et par conséquent de faibles nombres de Weber (< 280). Les résultats présentés précédemment constituent une première avancée dans l'élargissement de la gamme de nombre de Weber pris en compte. Néanmoins, dans le contexte de l'utilisation des systèmes d'aspersion d'un bâtiment réacteur, les vitesses des gouttes peuvent atteindre 15 m.s^{-1} , comme il a été précisé dans le paragraphe 3.1 relatif à la définition des conditions de chaque essai, menant ainsi à une vitesse relative de collision entre les gouttes de l'ordre de 15 m.s^{-1} et donc à un nombre de Weber très élevé (proche de 1100 pour des gouttes de $450 \mu\text{m}$). Afin de mieux comprendre ces phénomènes, deux larges séries de mesures ont été effectuées, avec deux tailles de gouttes différentes et une gamme de nombre de Weber étudié importante (compris entre 600 et 2800). Ces expériences ont nécessité l'utilisation de la double modulation (en fréquence et en amplitude) du signal pilotant les générateurs de gouttes, telle qu'elle a été décrite dans le paragraphe 3.2.2.1. Une description complète des mécanismes liés à cette technique est donnée par Willis et Orme [106]. Les deux nouveaux régimes de collision observés, l'éclatement et l'étirement avec digitations ont été présentés lors du Congrès ILASS de Mugla [90].

Eclatement

Le régime d'éclatement, observé lors de collisions à haut nombre de Weber, a été répertorié et dénommé « splashing » pour la première fois pour des gouttes d'éthanol par Roth *et al.* [91]. Ces derniers ont décrit ce phénomène selon plusieurs étapes, débutant tout d'abord par la fusion des gouttes sous forme de « Saturne-like object » se transformant ensuite rapidement en un tore tendant à s'agrandir. Ces observations s'apparentent également à celles de Motzkus [59] qui s'est intéressé à l'impaction d'une goutte sur une surface liquide et au développement de la corolle y faisant suite. Dans chaque cas, Motzkus [59] décrit l'apparition de perturbations le long du tore ou de la corolle, qui s'accroissent, pour former des nœuds, puis des digitations et enfin, lorsque le nombre de Weber est suffisamment élevé, de fines gouttelettes satellites. Ce même phénomène a pu également être observé, pour la première fois sur des gouttes d'eau, lors de la campagne de mesures que nous avons conduite à haut nombre de Weber comme l'atteste la Figure 66. Au vu de l'observation des clichés



Figure 66. Régime d'éclatement pour des gouttes d'eau ($We_s = 1114$, $b = 0,14$, $\Delta = 1$, $d = 220 \mu\text{m}$).

obtenus, il apparaît que le régime d'éclatement s'apparente à l'impaction symétrique d'une goutte sur une surface imaginaire supposée sans frottement. Ainsi, en ne considérant qu'un seul côté de la collision, on peut voir que lors de l'impact, un film liquide apparaît et s'étend à une vitesse supérieure à celle de la goutte. Dans un premier temps, la vitesse du film est tellement importante que la tension de surface peut être négligée. Dans un second temps, la vitesse d'extension diminue à cause des forces visqueuses. A partir de ce moment, la force de tension superficielle devient du même ordre que les forces d'inertie ce qui conduit à la formation d'un tore en périphérie. L'extension du bourrelet en périphérie est maximale lorsque l'inertie du film liquide et la tension superficielle se contrebalancent. La diminution de l'épaisseur du film liquide qui alimente le bourrelet entraîne alors une diminution de la force d'inertie conduisant à une rétractation du tore qui se comprime vers le centre. Durant

l'ensemble de ces phases, lorsque le temps d'extension du bourrelet est important, ce dernier est soumis, comme tout ligament, aux instabilités de Rayleigh entraînant la formation de nœuds. Ceux-ci peuvent ainsi constituer la base de digitations et contribuer à la formation d'un grand nombre de gouttelettes satellites, lorsque le tore se désintègre.

Étirement avec digitations

Les expériences que nous avons menées font également état d'un nouveau régime de collision, relativement différent de ceux reportés dans la littérature et encore jamais décrit jusqu'à maintenant : l'étirement avec digitations (Figure 67). Ce type de collision apparaît, pour un nombre de Weber élevé, entre la séparation par étirement correspondant à des valeurs du paramètre d'impact proche de 1 et l'éclatement pour des collisions relativement frontales ($b=0$). C'est un régime



Figure 67. Régime d'étirement avec digitations pour des gouttes d'eau ($We_s = 573$, $b = 0,73$, $\Delta = 1$, $d = 450 \mu\text{m}$).

intermédiaire. La phase initiale de la collision débute de la même manière que pour l'éclatement : la goutte résultante de la fusion des gouttes initiales s'étire dans la direction de la vitesse mais également dans la direction perpendiculaire, ce qui est la principale différence avec un étirement « classique ». Néanmoins, après quelques instants, on constate que l'élargissement du film n'est pas complètement symétrique : la direction liée à la vitesse d'impaction favorise le développement du film sous la forme d'une ellipse. Le tore s'étire principalement dans la direction principale des vitesses comme dans le cas d'un étirement classique, ce qui explique sa dissymétrie. La taille de l'ellipse semble aussi dépendre du nombre de Weber comme le montre la Figure 68. En effet, lorsque l'énergie cinétique augmente, un élargissement plus important du film liquide est possible. L'étape suivante se caractérise alors par une rétractation du film liquide dans la direction perpendiculaire à la

vitesse de collision, les forces d'inertie étant surpassées par les forces de tension superficielles. Par la suite, de la même manière que pour le régime d'éclatement, le ligament joignant les deux gouttes tend à devenir instable, ce qui permet le développement de nœuds constituant la base de digitations entraînant là encore la formation de fines gouttelettes satellites.

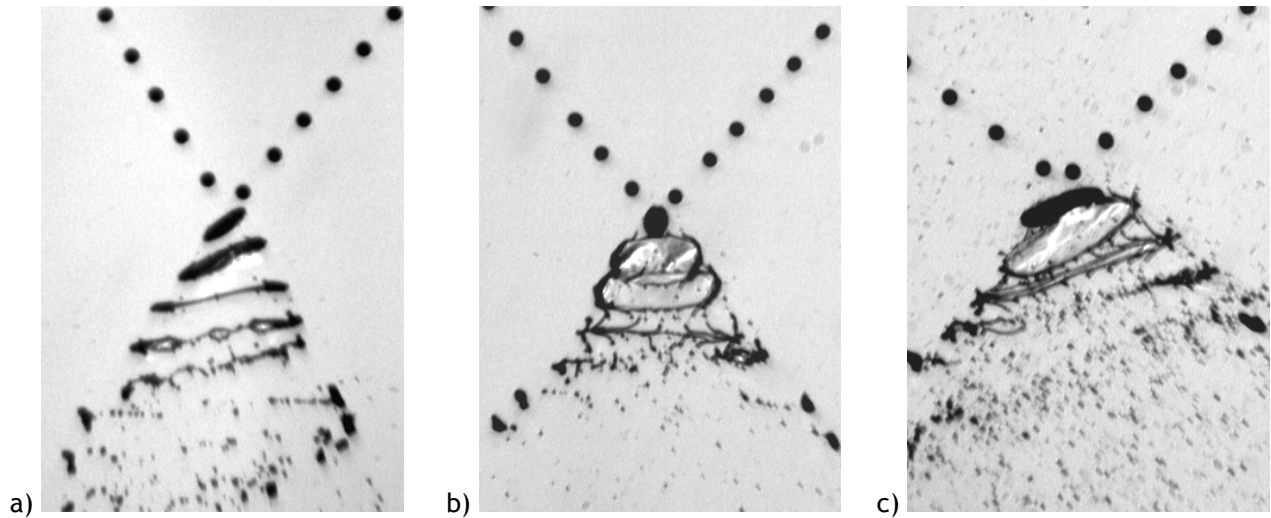


Figure 68. Etirement avec digitations pour différentes valeurs du nombre de Weber, $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, a) $We_s = 1077$, $b = 0,48$, b) $We_s = 1628$, $b = 0,39$, c) $We_s = 2269$, $b = 0,47$.

Cartographies des régimes de collision à haut nombre de Weber

La propension des régimes d'éclatement et d'étirement avec digitations à produire un grand nombre de gouttelettes satellites peut modifier de manière importante la distribution granulométrique des sprays lors de l'aspersion d'un bâtiment réacteur. Ces phénomènes particuliers de collision semblent notamment pouvoir se développer en partie haute de l'enceinte de confinement, lors de l'impaction des gouttes entre elles à haute vitesse, c'est-à-dire dans la zone proche des buses d'injection où il existe une interaction forte entre les sprays. L'étude de l'occurrence de ces régimes, en fonction du paramètre d'impact et du nombre de Weber a donc constitué le sujet de deux campagnes expérimentales. Une première série de mesures, avec des gouttes ayant des diamètres similaires de $220 \mu\text{m}$, et des vitesses de collision comprises entre 10 et $17 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, correspondant à des vitesses relatives comprises entre 13 et $29 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, a conduit à l'obtention des résultats présentés sur la Figure 69, dans une gamme de nombre de Weber We_s compris entre 300 et 2800 . Ces données montrent clairement la prépondérance des régimes d'éclatement et d'étirement avec digitations lorsque le nombre de Weber dépasse 500 (correspondant à une vitesse relative de $13,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ entre les gouttes). Une estimation de la limite basse entre l'étirement avec digitations et l'étirement simple donne une valeur d'environ 450 pour le nombre de Weber et de $0,5$ pour le paramètre d'impact. Une approche similaire pour la frontière entre séparation par réflexion et éclatement donne un nombre de Weber We_s de l'ordre de 550 et un paramètre d'impact correspondant de $0,05$. On constate également que l'éclatement tend à se développer fortement lors de l'augmentation du nombre de Weber. Une explication réside dans le fait que l'énergie cinétique correspondant au volume d'interaction des gouttes suit l'évolution de la vitesse et donc du nombre de Weber. Ainsi, lorsque le nombre de Weber relatif à la collision s'accroît, le volume d'interaction nécessaire à l'occurrence du régime

d'éclatement diminue. Ce phénomène se traduit par une augmentation du paramètre d'impact critique définissant la frontière entre les régimes d'éclatement et d'étirement avec digitations. De cette manière, lorsque le nombre de Weber We_s atteint une valeur de 2700, on observe la transition à $b \approx 0,8$ (Figure 69). Une seconde campagne de mesures a également été conduite avec des gouttes de 450 μm de diamètre, afin de juger de l'influence de la taille des gouttes sur l'apparition et le développement des régimes de collision rencontrés à haut nombre de Weber. La vitesse relative imposée entre les gouttes a balayé une gamme comprise entre 6 et 14 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ correspondant à un nombre de Weber We_s entre 250 et 1100. Les résultats, représentés sur la Figure 70, montrent là encore l'occurrence des mêmes régimes d'éclatement et d'étirement avec digitations. De plus, la transition entre réflexion et éclatement semble apparaître dans un champ similaire de nombre de Weber et de paramètre d'impact ($We_s \approx 450$ et $b \approx 0,05$) à celui observé pour des gouttes de 220 μm . L'évolution générale de chacun des régimes est également comparable : alors que l'étirement avec digitations précède l'éclatement, ce dernier devient peu à peu prépondérant lorsque le nombre de Weber augmente. Néanmoins, deux différences notables peuvent être formulées lorsque l'on compare les Figure 69 et Figure 70. L'accroissement du domaine d'éclatement est beaucoup plus rapide avec des gouttes d'un diamètre de 450 μm que celles de 220 μm . On remarque notamment que si la limite entre éclatement et étirement avec digitations se situe à $b \approx 0,6$ et $We_s \approx 900$ pour des grosses gouttes (450 μm), celle-ci atteint cette valeur du paramètre d'impact uniquement pour $We_s \approx 1800$ avec des gouttes de 220 μm . Ceci peut se comprendre par le fait que la vitesse des gouttes de 220 μm est environ deux fois plus grande que celles des gouttes de 450 μm pour ces valeurs du nombre de Weber de transition, ce qui implique que, dans chaque cas, le nombre de Reynolds est pratiquement le même (de l'ordre de 5400). Cette constatation semble suggérer un effet important de la dissipation visqueuse sur le phénomène d'éclatement. D'autre part, le régime d'étirement avec digitations apparaît à $We_s \approx 300$ et $b \approx 0,4$ pour les gouttes de 450 μm et seulement à $We_s \approx 400$ et $b \approx 0,45$ pour les gouttes de 220 μm . L'une des explications du chevauchement des points de mesures inhérents aux différents régimes réside dans le fait que l'incertitude de mesure absolue augmente avec le nombre de Weber. De ce fait, il devient difficile de tracer des courbes empiriques de transition entre chaque domaine. Cette incertitude (de l'ordre de 8% du nombre de Weber) ainsi qu'une représentation de l'ensemble des domaines des régimes de collision à bas et haut nombre de Weber, dans des conditions ambiantes de pression et de température, pour des gouttes de 450 μm , est donnée sur la Figure 71. On constate toutefois sur cette figure que les régimes se rejoignent correctement pour des valeurs du nombre de Weber proches de 300. D'une façon générale, les différences relativement importantes entre les domaines liés à chaque régime, au vu de la variation du diamètre des gouttes (obtenues par comparaison des Figure 69 et Figure 70), nécessitent une analyse plus poussée des mécanismes de transition entre les régimes de collision observés à haut nombre de Weber. Il n'a pas été choisi de pousser cette analyse dans cette thèse, analyse qui pourrait s'avérer importante. Néanmoins, le résultat à prendre en compte pour l'application réacteur est qu'à partir d'une certaine valeur de Weber ($We_s \approx 300-600$), un grand nombre de gouttes satellites sont produites au détriment de la masse des gouttes initiales. C'est ce phénomène qui a motivé l'analyse qualitative présentée dans la partie suivante.

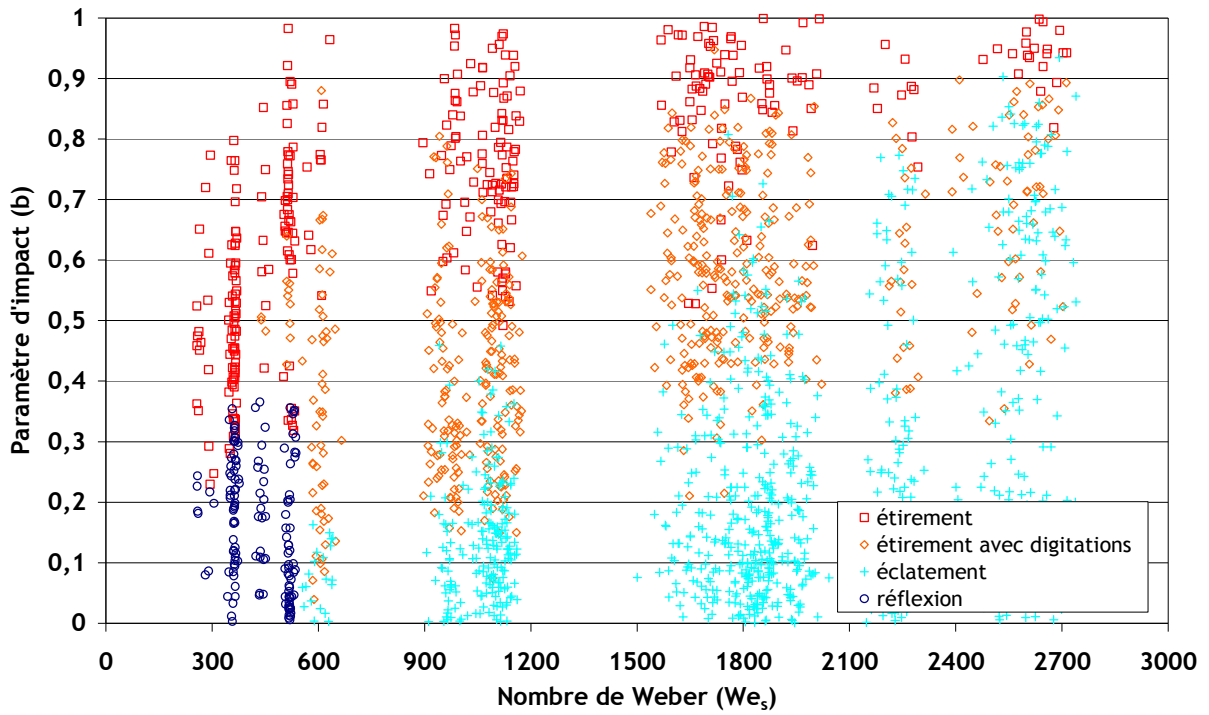


Figure 69. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s > 300$).

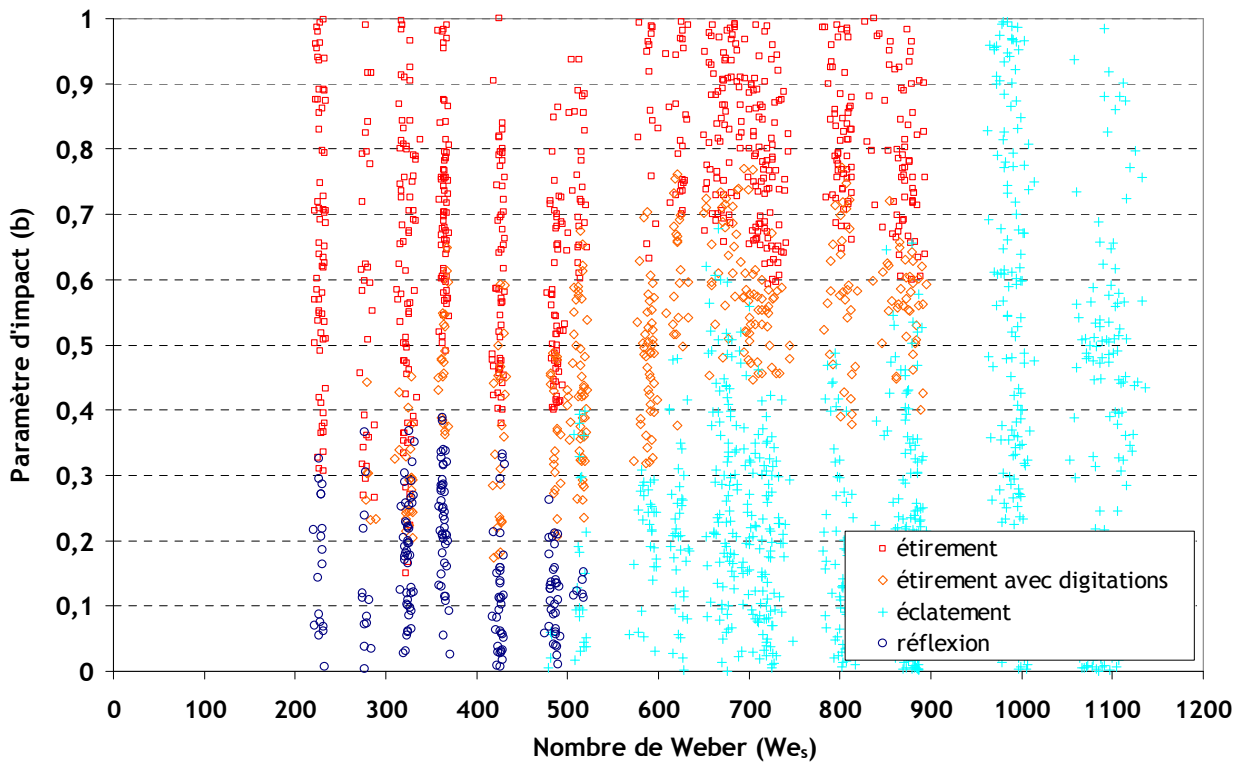


Figure 70. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus à pression et température atmosphériques ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s > 300$).

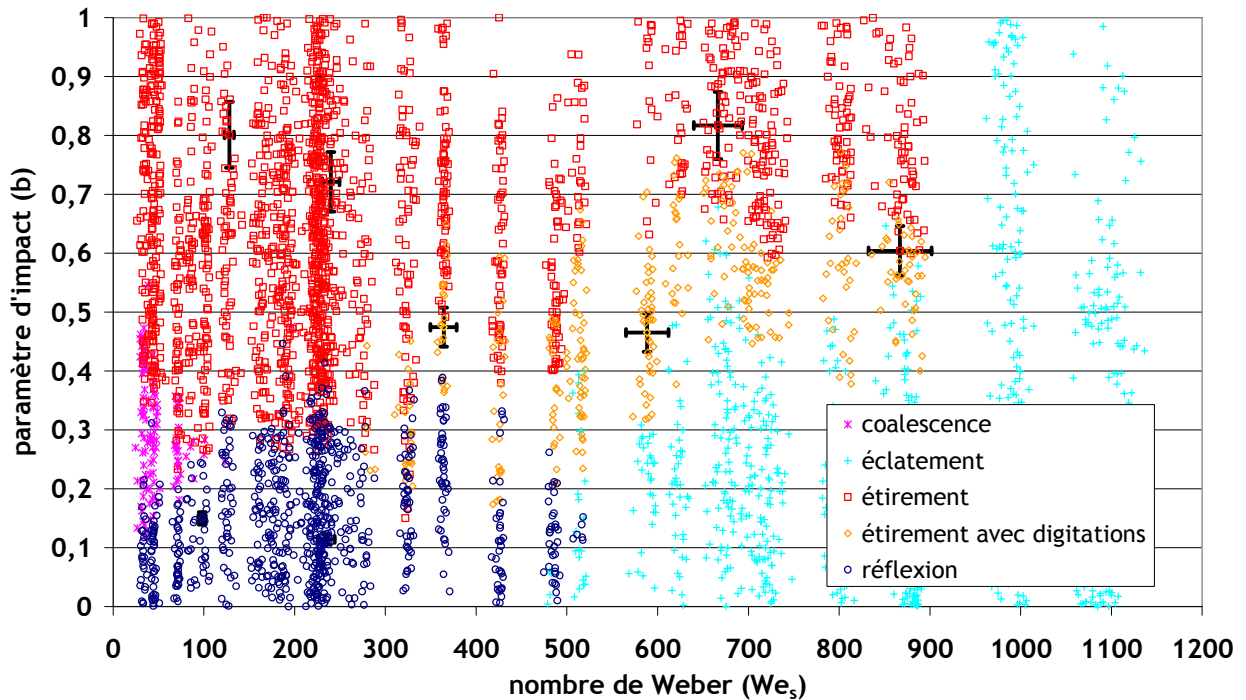


Figure 71. Ensemble des points de mesures obtenus en conditions ambiantes de pression et de température ($d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$) et évolution de l'incertitude de mesure liée.

4.1.5. Gouttelettes satellites

La description des mécanismes de collision à haut nombre de Weber telle qu'elle a été faite dans le paragraphes 4.1.4 montre clairement la formation d'un grand nombre de gouttelettes satellites de petite taille à l'issue de la séparation des deux gouttes initiales. Dans chacun des cas, sur le pourtour du bourrelet pour un éclatement, et le long du ligament pour un étirement avec digitations, un certain nombre de nœuds et de ventres se forment du fait des instabilités de Rayleigh inhérentes aux différences de vitesse entre le gaz et liquide. Ces nœuds, également observés dans le cas d'une séparation par étirement pour un nombre de Weber plus faible, contribuent, d'une part, à la rupture du bourrelet ou du filament, mais constituent également les bases de digitations naissantes. Ce sont ces deux procédés qui contribuent dans leur majorité à la production de fines gouttelettes satellites. L'une des difficultés d'évaluation de la taille de ces petites gouttes provient du fait que, dans le cas de l'éclatement, le tore se développe dans les trois directions de l'espace, rendant l'évaluation de ses longueurs caractéristiques compliquée et l'incertitude liée à la mesure très importante. Dans le cas de l'étirement avec digitations, le tore finit par se contracter pour ne plus former qu'un filament. Les clichés obtenus pour des étirements simples ont donc pu être comparés avec ceux issus de la séparation par étirement avec digitations. Il apparaît que, pour un même paramètre d'impact (voir Figure 72), l'étirement avec digitations conduit à la formation de gouttelettes satellites plus grosses que dans le cas d'un étirement simple. En effet, d'après une estimation de la taille des gouttes satellites effectuée sur une image représentative de chaque régime, il s'avère que, dans le cas de l'étirement « classique », l'ensemble des gouttelettes satellites ne représente que 7 à 10 % du volume total des

gouttes parents, n'entraînant qu'une faible modification de la granulométrie initiale, alors que cette fraction est de l'ordre de 40 à 50 % dans le cas d'un étirement avec digitations. Ces estimations, dont l'incertitude, liée en partie aux différents plans dans lesquels se trouvent les gouttes, est inconnue, sont issues du module d'analyse de la taille des particules du logiciel ImageJ.

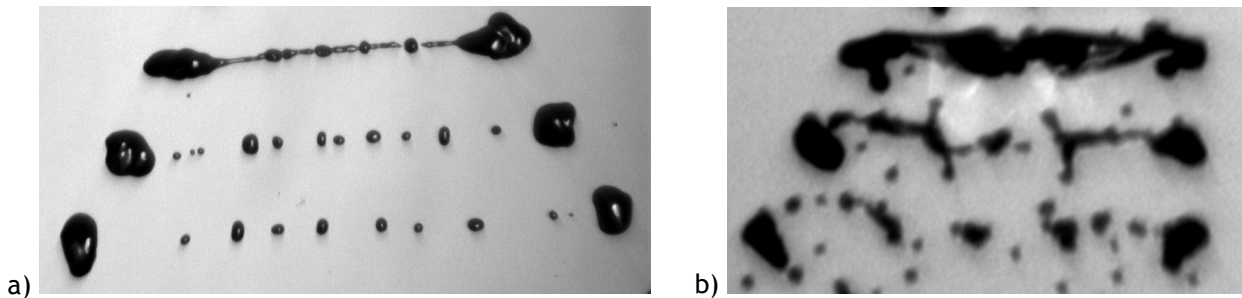


Figure 72. Comparaison entre séparation par étirement simple (a) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 183$, $b = 0,69$) et séparation par étirement avec digitations (b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 578$, $b = 0,74$).

La différence de taille des gouttelettes satellites s'explique par le fait que les nœuds qui constituent la base des digitations concentrent une partie plus importante du fluide du ligament joignant les deux gouttes aux extrémités que dans le cas d'un étirement classique.

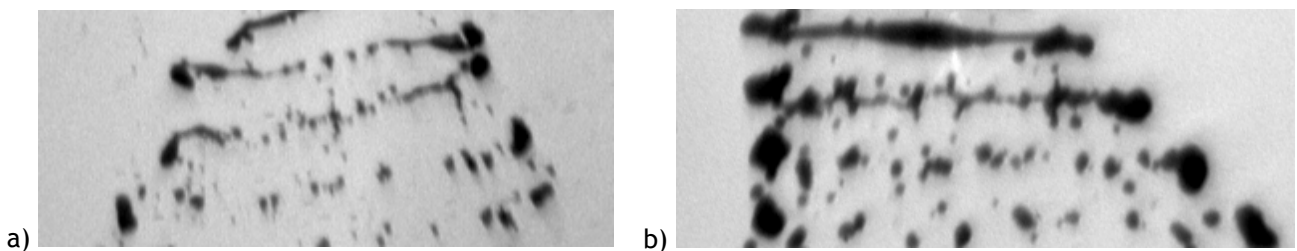


Figure 73. Comparaison entre deux régimes de séparation par étirement avec digitations a) $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 1121$, $b = 0,65$ b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 836$, $b = 0,59$.

De plus, du fait que l'extension principale du filament se fasse dans le plan de l'image lors d'un étirement avec digitations, une première évaluation de la taille des gouttelettes satellites a pu être envisagée avec des gouttes impactantes de 220 μm et de 450 μm (respectivement a) et b) sur la Figure 73). Cette mesure, très qualitative, tient à la faible dispersion spatiale des fines gouttelettes créées, dans le plan focal de la caméra. L'analyse de la taille de ces gouttelettes satellites a été effectuée sur la partie basse de certaines images suite à la désintégration du filament résultant de la collision. Elle est représentée sur la Figure 74. Il est à noter que ces mesures, réalisées dans chaque cas à l'aide d'une image choisie pour sa représentativité du régime de collision, sont uniquement données à titre qualitatif. Les graphiques représentatifs de la distribution granulométrique des gouttes à l'issue de la collision montrent un mode plus élevé (situé entre 80 et 120 μm) pour les gouttes initiales de 450 μm que pour les gouttes de 220 μm (mode compris entre 40 et 80 μm). De plus, la gamme de gouttelettes satellites produites avec des grosses gouttes semble plus étendue qu'avec des petites gouttes. Ces résultats, dont l'interprétation physique demeure complexe, permettent toutefois d'affirmer que la taille des gouttes satellites produites semble augmenter avec celle des gouttes parents.

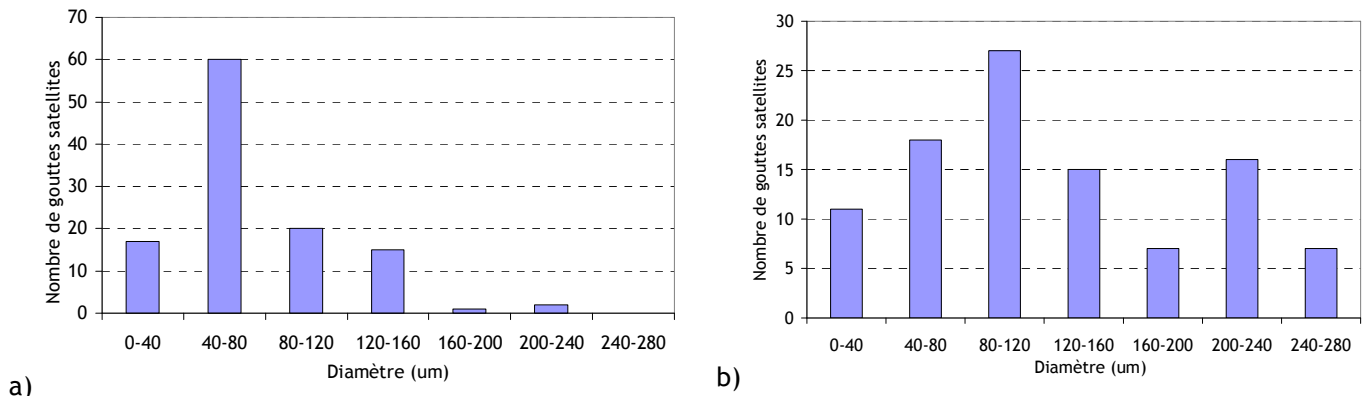


Figure 74. Comparaison des distributions en taille des gouttelettes satellites produites lors d'un étirement avec digitations (a) $d = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 1121$, $b = 0,65$ (b) $d = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $We_s = 836$, $b = 0,59$.

Les gouttes satellites issues de la séparation par étirement classique n'ont quant à elles pas fait l'objet d'une étude plus poussée, malgré l'obtention de très nombreux clichés au cours de ce travail qui constitue une base de données importante. Ces images n'ont malheureusement pas pu être exploitées pleinement par manque de temps dans le cadre de cette thèse, notamment pour déterminer le nombre et la taille des gouttes satellites, mais pourront toutefois être utilisées par la suite dans le but de valider le modèle de fragmentation proposé par Ko et Ryou [41], résumé dans l'Annexe 9.

4.2. Résultats dans les conditions d'atmosphère représentative du cas réacteur

La nature particulière des conditions thermohydrauliques représentatives d'une hypothétique phase accidentelle dans l'enceinte de confinement d'un bâtiment réacteur se caractérise par un ensemble de paramètres, liés en particulier à la phase gazeuse, susceptibles de modifier l'occurrence des régimes de collision entre les gouttes lors de l'aspersion. Comme cela a en effet été précisé dans le paragraphe 3.1, le type de scénario étudié s'accompagne d'un relâchement des produits de fission sous forme d'aérosols et de gaz. Ces phénomènes contribuent alors à une augmentation de la pression et de la température de la phase gazeuse dans l'enceinte de confinement. Un risque supplémentaire provient également de la présence de dihydrogène, issu de l'oxydation des crayons de combustible, et dont la concentration peut varier localement. L'analyse de la littérature a montré que l'influence sur la collision des paramètres thermohydrauliques exprimés ici n'avait été étudiée jusqu'à présent que pour des conditions relativement extrêmes ne cadrant pas avec notre application (sous vide pour Willis et Orme [106] ou avec une pression de 7,5 bar d'hélium et de 2,7 bar d'azote pour Qian et Law [82]). De ce fait, afin de mieux définir l'impact de ces conditions sur l'interaction entre les gouttes, deux campagnes mettant en œuvre des dispositifs expérimentaux différents, concernant l'influence de la pression dans un premier temps puis celle de la présence d'hélium dans un second temps (utilisé dans le but de simuler le dihydrogène) ont été menées avec des conditions décrites dans la grille d'essais expérimentaux du paragraphe 3.1. Ces dispositifs ont été décrits précédemment dans les parties 3.3 et 3.4. Plusieurs séries de mesures ont été obtenues dans chaque cas afin de rendre compte de l'évolution

de ces paramètres, et de leur influence respective dans la transformation de la cartographie des régimes de collision.

4.2.1. Résultats en atmosphère pressurisée

La réalisation de collisions de gouttes d'eau en atmosphère pressurisée, représentative des conditions thermohydrauliques liées à un hypothétique accident grave dans un REP cadrant avec notre étude, semble à première vue relativement complexe à maîtriser. En effet, il s'avère que ces expériences nécessitent la mise en place d'un dispositif relativement lourd capable de résister à des pressions supérieures à 2,5 bar tout en assurant un contrôle aisé de la génération des gouttes, des paramètres de collision (angles et vitesses) et de l'obtention d'images exploitables (caméras, stroboscope). Une collaboration avec le centre de recherche de l'ONERA de Toulouse a donc été envisagée dans ce but. Celle-ci provient du fait que parmi les perspectives énoncées à l'issue des travaux de Estrade [24], conduits dans ce même laboratoire, l'une d'elles a mené au dimensionnement et à la construction d'une enceinte pressurisable (dont l'architecture et le principe de fonctionnement ont été décrits dans le paragraphe 3.4.1) permettant la génération et l'enregistrement de clichés de collision de gouttes sous diverses atmosphères. L'acquisition de résultats à l'aide de cette dernière est passée par plusieurs étapes. Une fois la tenue en pression de l'enceinte vérifiée, ainsi que l'évolution de la quantité d'humidité présente à l'intérieur (décrits dans la partie 3.4.2), une première phase a consisté à retrouver les résultats précédemment obtenus en atmosphère ambiante. Deux campagnes de mesures ont donc été conduites tout d'abord avec le capot supérieur ouvert puis celui-ci fermé. Les points de mesure acquis capot ouvert avec des gouttes ayant un même diamètre de 350 μm (en gras sur la Figure 75) ont été superposés avec ceux provenant des mesures effectuées avec le banc CollGATE pour des gouttes de 450 μm en atmosphère ambiante.

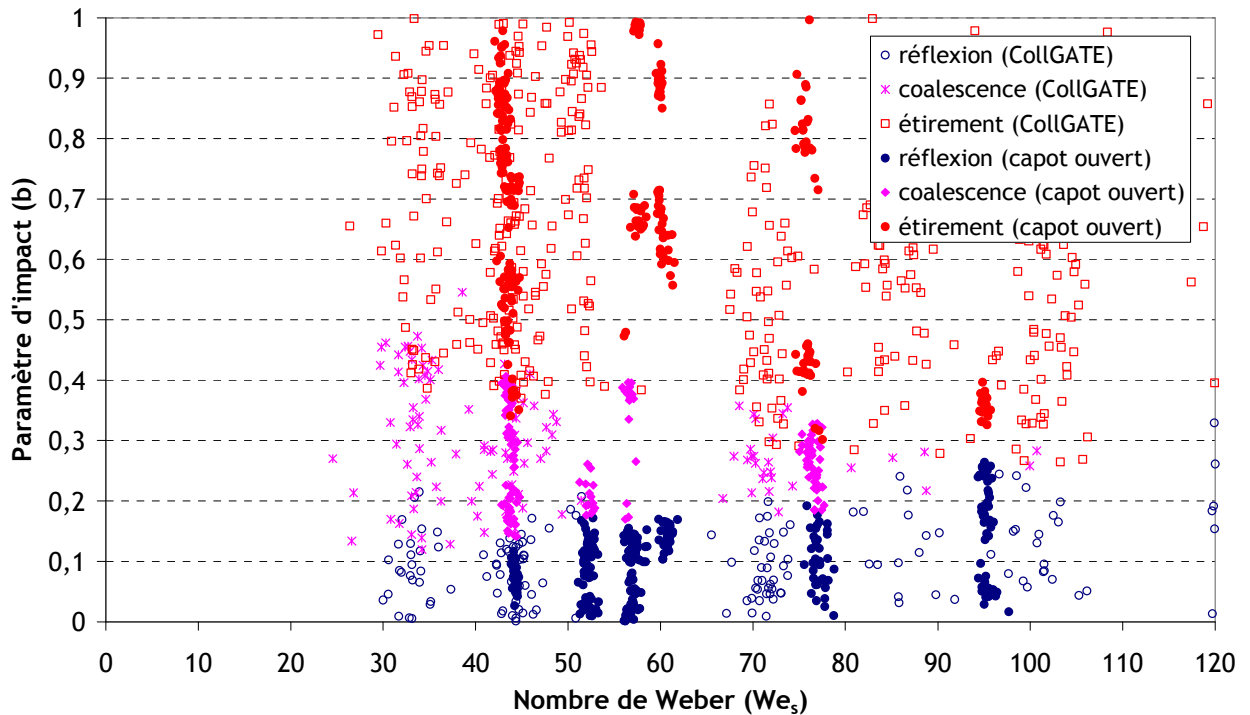


Figure 75. Comparaison des résultats obtenus sur le banc CollGATE et dans l'enceinte de l'ONERA capot ouvert (en gras sur la figure) en conditions atmosphériques ($d = 350 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1 \text{ bar}$).

On observe clairement une très bonne correspondance entre les domaines des régimes obtenus sur les deux bancs expérimentaux montrant ainsi la bonne reproductibilité des essais. Une seconde phase a alors consisté à vérifier si l'on obtenait ces mêmes domaines pour des essais effectués capot fermé. Les résultats, réalisées là encore avec des gouttes de $350 \mu\text{m}$, sont présentées sur la Figure 76.

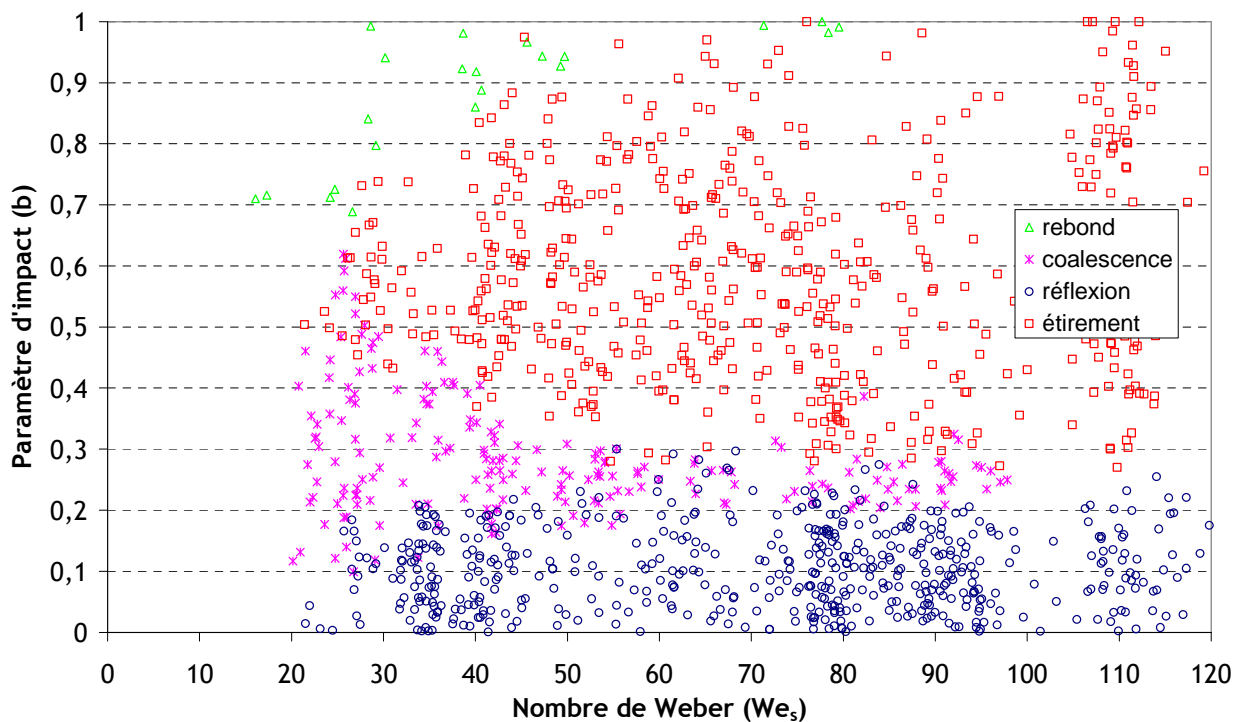


Figure 76. Cartographie des régimes de collision obtenus à l'aide du banc expérimental de l'ONERA capot fermé ($d = 350 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1 \text{ bar}$).

On constate également un bon accord avec les résultats obtenus précédemment. Néanmoins, du fait de la géométrie du système d'injection des gouttes, ainsi que de leur diamètre, il a été possible de réaliser des collisions avec un nombre de Weber We_s inférieur à 30, ce qui a conduit à l'observation du régime de rebond. On retrouve ici les observations faites par Qian et Law [82] concernant l'occurrence du régime de rebond pour des gouttes d'eau dans une atmosphère d'azote à 1 bar pour des valeurs élevées du paramètre d'impact b et faibles du nombre de Weber We_s (voir paragraphe 2.3.1).

L'utilisation du banc expérimental de l'ONERA de Toulouse s'est par la suite focalisée sur l'analyse des collisions de gouttes lors de la modification de la pression. Quatre configurations différentes d'atmosphère pressurisée ont été testées, conduisant à l'obtention de cartographies des régimes de collision pour une pression absolue de 1,5/2,5/3 et 3,5 bar représentées respectivement sur les Figure 77, Figure 78, Figure 79 et Figure 80. Sur chacun de ces diagrammes, les courbes frontières proposées par Ashgriz et Poo [4] pour les deux types de séparation et par Estrade [24] pour le régime de rebond (dont le paramètre de forme φ_c , défini dans la partie 2.2.1, a été ajusté pour correspondre au mieux aux résultats obtenus) ont été représentées.

Une première constatation est le développement marqué du régime de rebond dès lors que la pression absolue augmente de 0,5 bar, pour un nombre de Weber We_s supérieur à 35, comme l'atteste la Figure 77. Ceci entraîne la disparition de la coalescence pour des valeurs faibles du nombre de Weber We_s (< 20) lors de collisions caractérisées par un paramètre d'impact élevé ($> 0,5$). La séparation par étirement, initialement présente dans la partie haute du diagramme, est quant à elle partiellement remplacée par le rebond pour des valeurs de $We_s < 50$. Les courbes frontières d'Ashgriz et Poo [4], validées lors de nos expériences en atmosphère ambiante et comparées ici à la cartographie des collisions obtenue à $P_{abs} = 1,5$ bar, conduisent à la mise en évidence de l'occurrence du régime de rebond et au « creusement » de son domaine vers de faibles paramètres d'impact au détriment des régimes de coalescence et de séparation par étirement. On observe également que le régime de coalescence est repoussé sur celui de l'étirement, outrepassant la courbe frontière initialement définie par Ashgriz et Poo. Le tracé en vert, obtenu par ajustement « visuel », de la courbe frontière du régime de rebond avec un paramètre de forme critique $\varphi_c = 0,4588490$, issue du modèle d'Estrade, ne semble également pas prendre suffisamment en compte le remplacement de la coalescence par le rebond pour les faibles valeurs du nombre de Weber. Il est à noter que nos premières expériences en pression ambiante ne nous ont pas permis de mettre en évidence l'occurrence du régime de rebond pour des gouttes d'eau. Ceci peut s'expliquer par la difficulté à obtenir des collisions pour des valeurs du nombre de Weber inférieures à 20 dans ces conditions (voir Figure 61). Il semble en effet que les expériences conduites par Qian et Law [82] aient montré l'apparition du rebond pour un nombre de Weber We_s inférieur à 20 et un paramètre d'impact supérieur à 0,7 avec une atmosphère d'azote à 1 bar proche de celle de l'air. Ceci a pu être vérifié lors de la campagne de tests de l'enceinte présentée sur la Figure 76. L'occurrence importante du régime de rebond lorsque la pression totale passe à 1,5 bar avec de l'air tient donc sans doute à un développement de ce même régime présent pour les faibles nombres de Weber en atmosphère ambiante. On constate en effet certaines similarités entre les frontières hautes ($We_s \approx 30-40$) du domaine du rebond à $P_{abs} = 1,5$ bar et 1 bar.

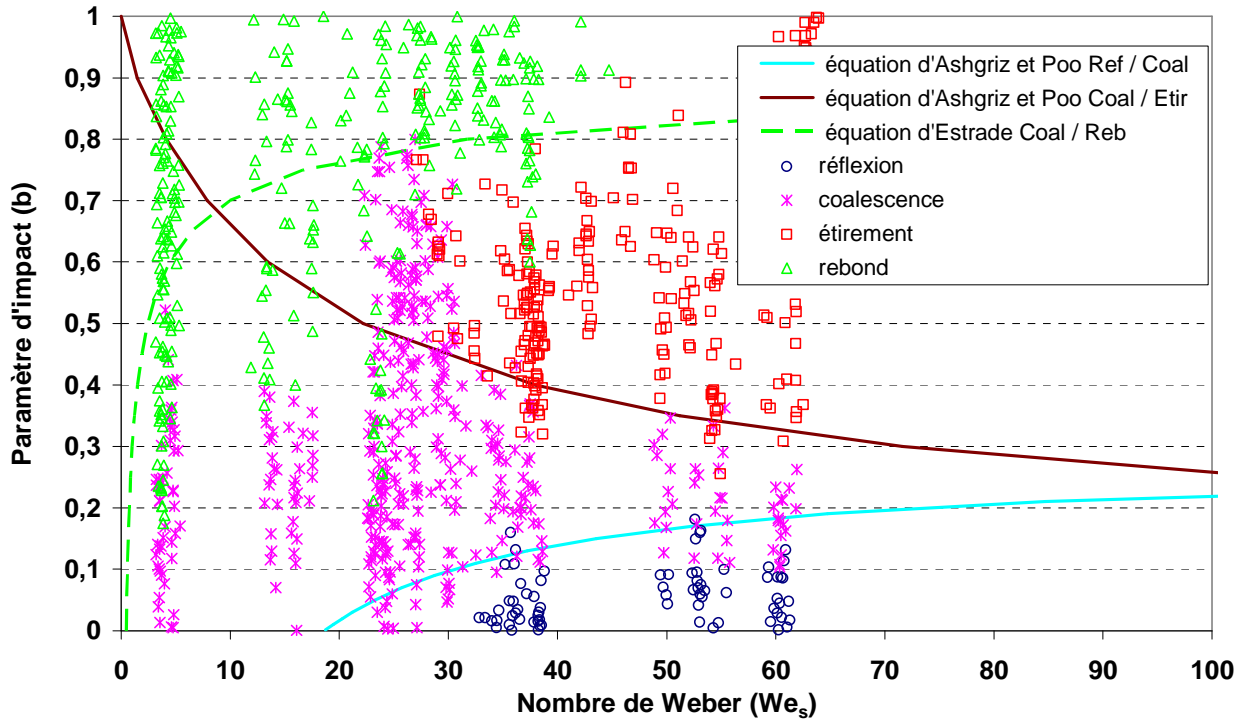


Figure 77. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 1,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

Lorsque la pression absolue de la phase gazeuse atteint 2,5 bar, le régime de rebond tend à occuper une partie plus importante du domaine réservé jusque là à la séparation par étirement. En effet, comme l'atteste la Figure 78, l'ensemble des images enregistrées pour des collisions à forte excentricité ($b > 0,8$) donne lieu à un rebond. Une explication envisagée est que lorsque le paramètre d'impact est proche de 1, l'énergie cinétique des volumes des gouttes interagissant n'est pas suffisante pour repousser le film gazeux dont la densité, et donc l'inertie, sont plus importantes. On constate là encore que pour des valeurs du nombre de Weber comprises entre 20 et 30, les régimes d'étirement (initialement présents en atmosphère ambiante) et de coalescence (visibles lorsque $P_{\text{abs}} = 1,5 \text{ bar}$) sont repoussés. De même que pour la cartographie précédente, le modèle d'Estrade, tracé avec $\varphi_c = 0,4588488$ par ajustement visuel pour les valeurs élevées du paramètre d'impact, semble surestimer la transition entre coalescence et rebond.

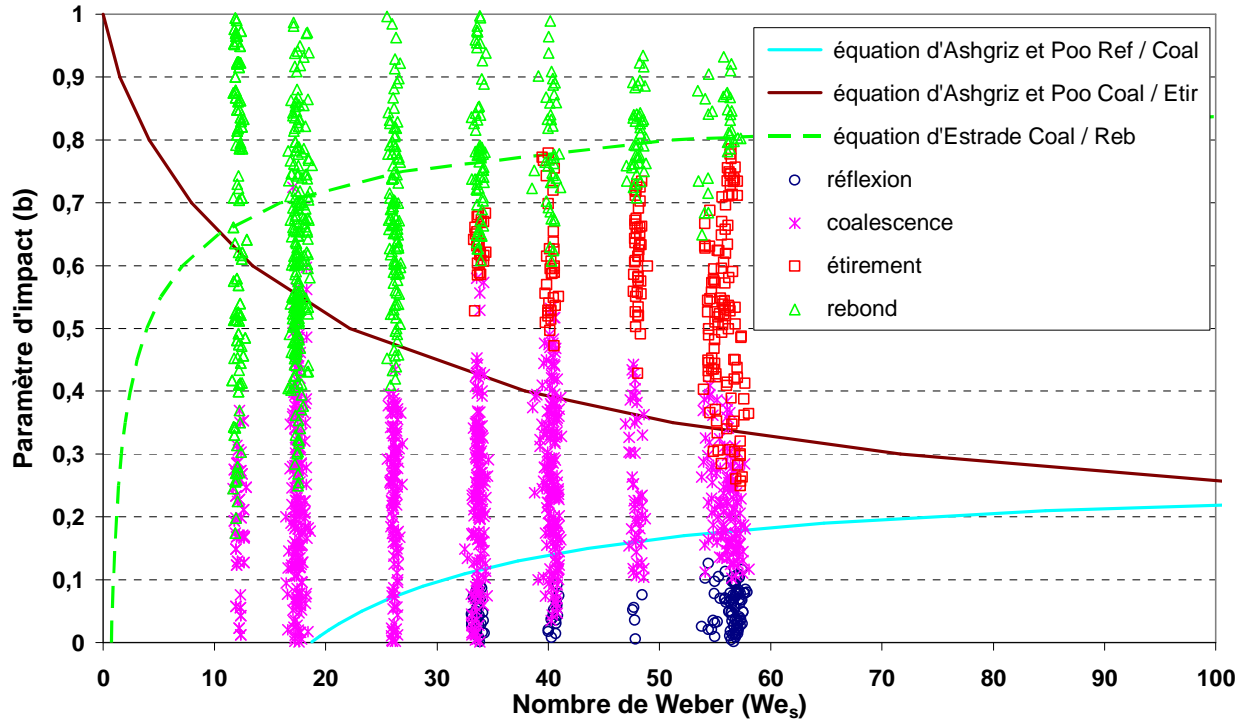


Figure 78. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 2,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

La Figure 79 représente les résultats obtenus pour une pression absolue de 3 bar. De la même manière que pour les deux diagrammes précédents, on voit clairement que l'augmentation de la pression, et donc de la masse volumique du gaz, favorise de plus en plus le rebond. Pour des valeurs du nombre de Weber We_s inférieures à 10, il est en effet le seul régime à être observé à travers l'ensemble de la gamme de paramètres d'impact. De même, on voit clairement que pour des valeurs de We_s proches de 10, le régime de coalescence est également repoussé vers les faibles paramètres d'impact. Cédant ainsi peu à peu sa place, il n'a pu être enregistré que pour des valeurs de b inférieures à 0,2, alors que celui-là même apparaît jusqu'à $b = 0,4$ pour une pression absolue de 2,5 et 1,5 bar. La courbe frontière proposée par Estrade (tracée ici avec $\varphi_c = 0,4588487$ par ajustement visuel) ne traduit pas cet effet. Le régime de séparation par étirement est lui aussi « grignoté » petit à petit, en particulier pour un nombre de Weber We_s avoisinant 40 où son domaine ne s'étend plus qu'à $b = 0,35$ à $b = 0,55$.

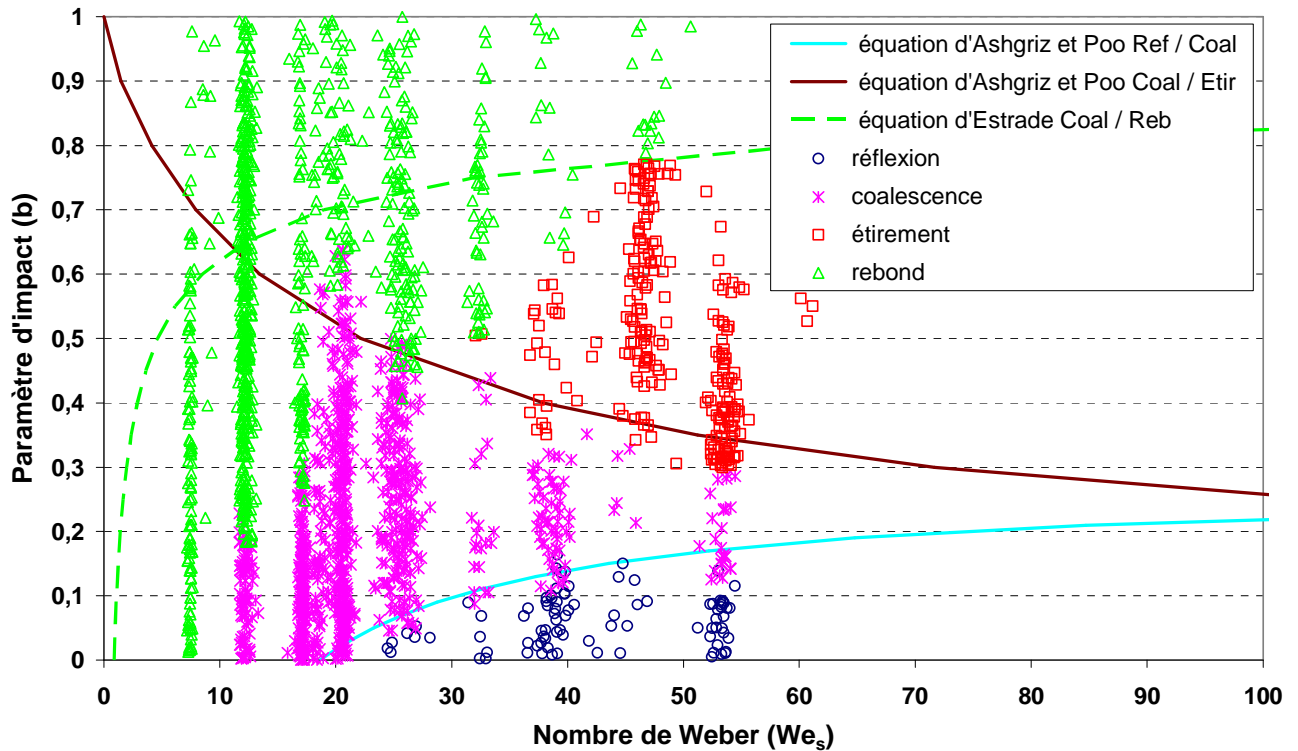


Figure 79. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 3 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

La dernière campagne de mesure en atmosphère pressurisée a été conduite avec une pression absolue de 3,5 bar. La gamme de nombre de Weber étudiée a été portée jusqu'à des valeurs proches de 120 (voir Figure 80). Ceci a permis de constater l'extension complète du régime de rebond pour l'ensemble des valeurs de We_s pour les grandes valeurs du paramètre d'impact ($b > 0,9$). Les tendances observées précédemment se confirment. Le domaine du régime de coalescence a diminué de 0,1 pour le paramètre d'impact maximum avec We_s voisin de 20 en comparaison avec le diagramme précédent de même que celui de l'étirement pour We_s proche de 50 où le paramètre d'impact critique de transition entre rebond et étirement est passé de 0,8 à 0,7. Un phénomène remarquable peut aussi être observé : l'apparition d'un point triple caractérisé par des valeurs critiques du nombre de Weber ($We_s \approx 30$) et du paramètre d'impact ($b \approx 0,5$) à l'intersection des trois régimes de coalescence, de rebond et d'étirement. Là encore, il semble que la courbe d'Estrade (qui traduit néanmoins un accroissement du régime de rebond par la diminution du paramètre de forme critique $\varphi_c = 0,4588480$) ne soit pas adaptée.

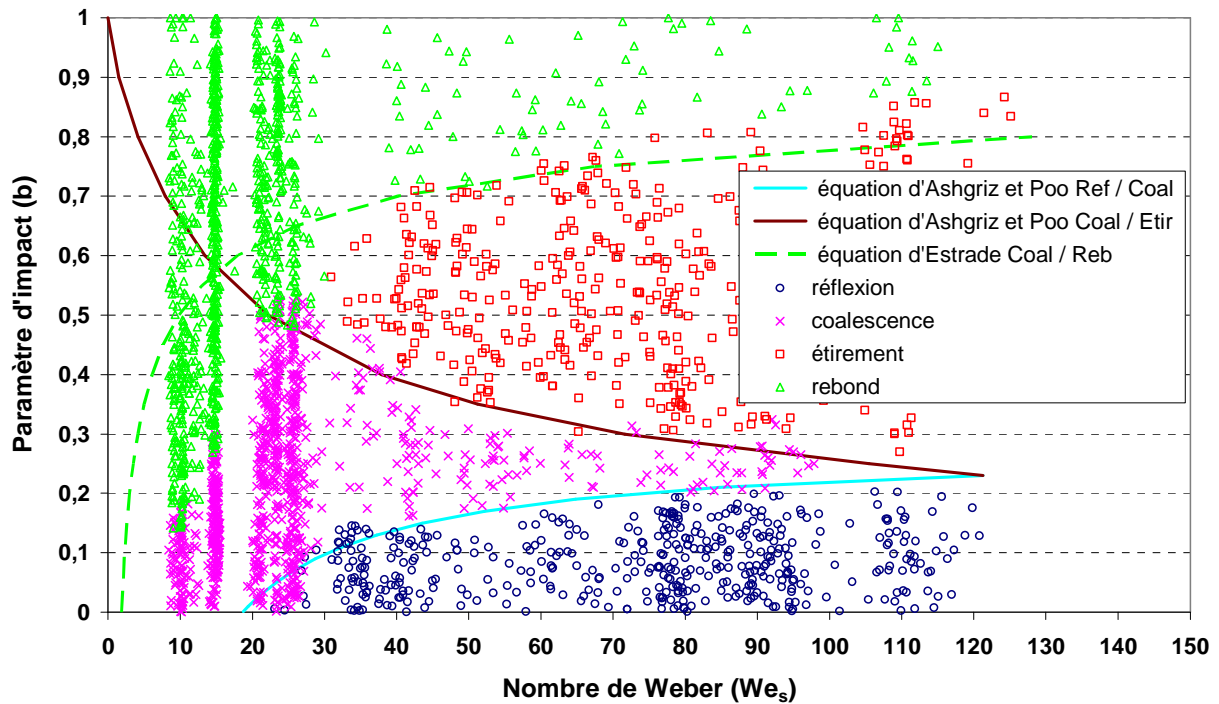


Figure 80. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus sous pression ($d = 250 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, $P_{\text{abs}} = 3,5 \text{ bar}$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

Au travers des quatre cartographies des régimes de collision, réalisées sous des atmosphères pressurisées croissantes, il apparaît que le domaine lié au régime de rebond s'accroît avec la masse volumique du gaz, dont la variation est présentée sur la Figure 81.

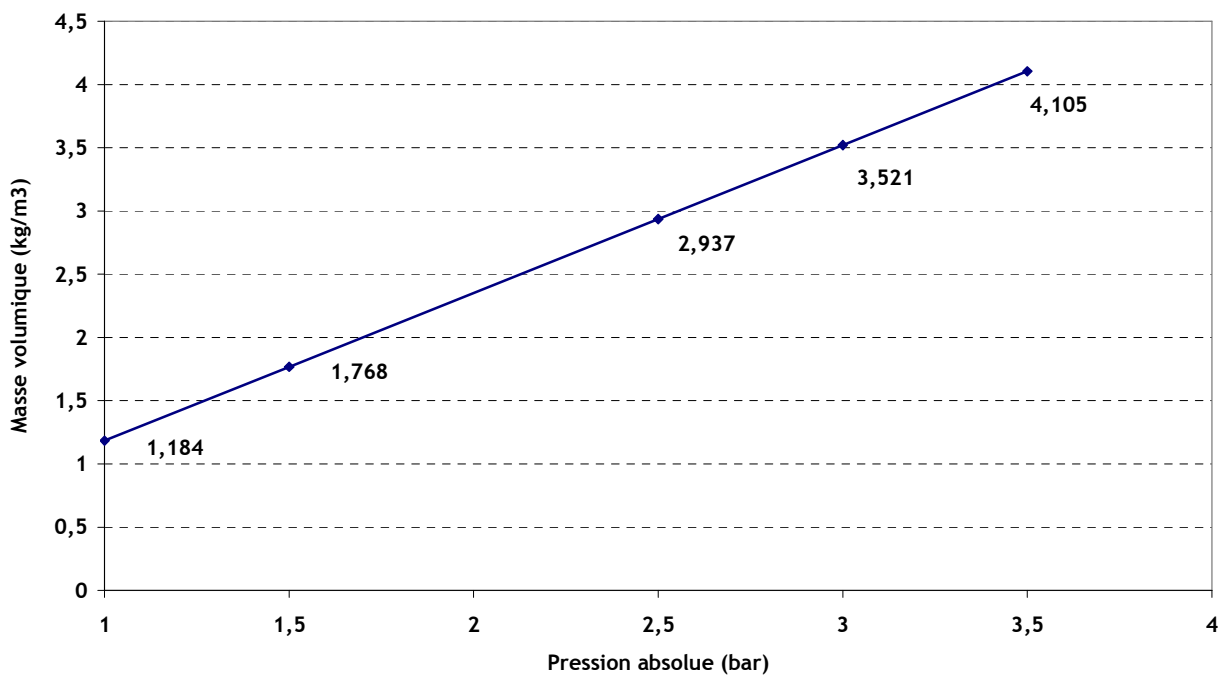


Figure 81. Masse volumique de l'air en fonction de la pression dans la chambre de collision.

On constate aussi que, malgré l'ajustement du paramètre de forme critique φ_c proposé par Estrade, les différentes courbes représentatives de son modèle ne semblent pas adaptées à la prédiction de nos points de transition expérimentaux définissant le passage au régime de rebond. L'évolution de ces courbes en fonction de φ_c est présentée sur la Figure 82 et traduit clairement l'augmentation de l'occurrence du régime de rebond pour des paramètres d'impact élevés lorsque la pression augmente, mais ne rend pas compte de son extension au détriment du régime de coalescence pour un faible nombre de Weber. Le point initial de la courbe frontière entre étirement et coalescence déterminée par Ashgriz et Poo semble également évoluer au fur et à mesure de l'extension du régime de rebond. Ces différents constats conduisent très clairement à la nécessité de prendre en compte la densité de la phase gazeuse dans l'élaboration des modèles de courbes frontières, ce qui n'est actuellement pas le cas dans les modèles existants.

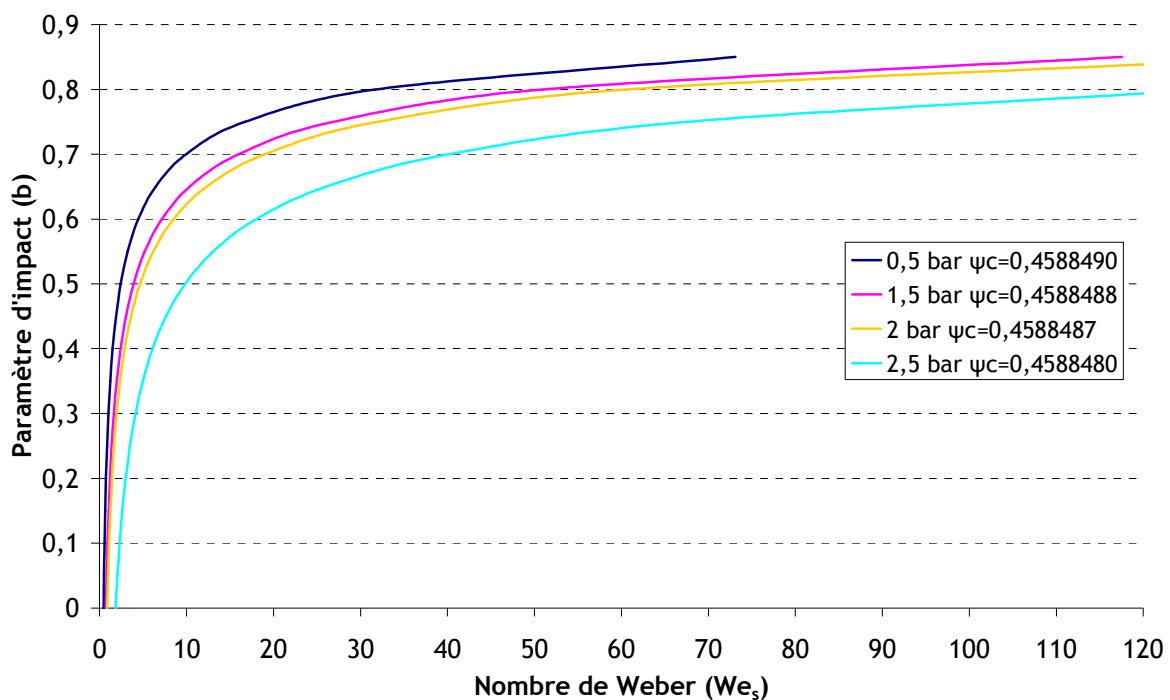
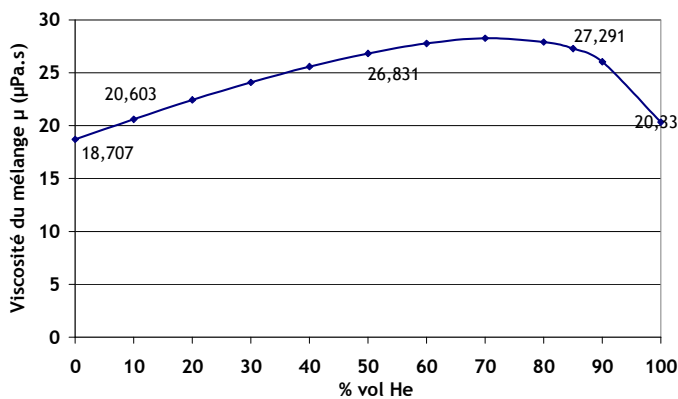


Figure 82. Courbes représentatives du modèle d'Estrade [24] en fonction de l'ajustement du paramètre de forme critique φ_c selon la pression dans la chambre de collision.

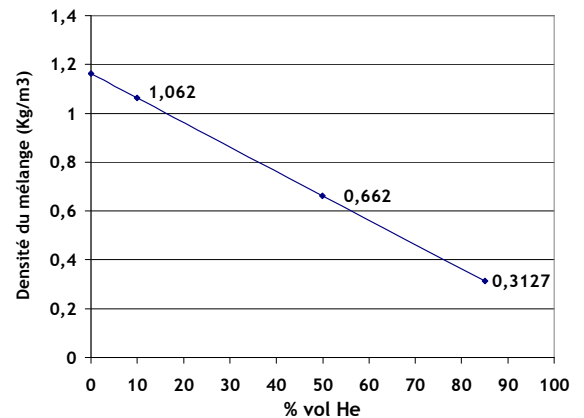
4.2.2. Résultats en atmosphère air-hélium

L'influence de la masse volumique du gaz, par l'intermédiaire de la pression, mise en évidence au travers des résultats présentés dans le paragraphe précédent, a confirmé l'importance de la prise en compte des caractéristiques de la phase gazeuse dans la détermination de l'issue d'une collision entre deux gouttes. Afin de poursuivre cette caractérisation, un ensemble conséquent de trois séries de mesures a été effectué sur les effets de l'introduction d'un mélange air-hélium dans le champ proche de la collision. L'obtention d'images de collision dans ce type d'atmosphère a nécessité de mettre en place autour du système d'acquisition initial une boîte à gants alimentée par un système d'injection du

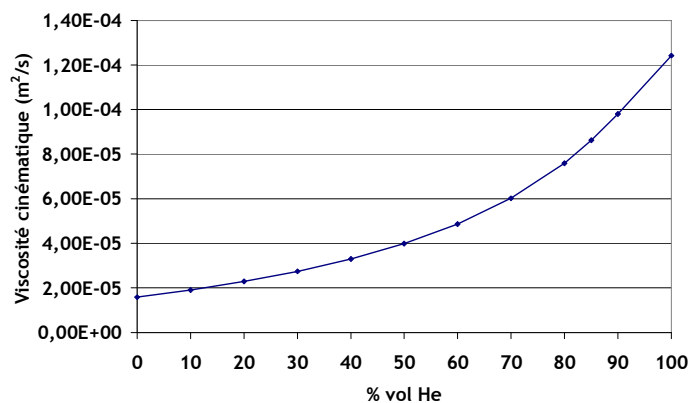
mélange présenté dans le paragraphe 3.3.1. Trois mélanges, avec différentes concentrations d'hélium (10 %vol, 50 %vol, 85 %vol), ont été testés comme décrit dans la grille des essais expérimentaux présentée dans la partie 3.1. Les caractéristiques des différents mélanges, viscosité (calculée selon le modèle de Wilke présenté dans l'Annexe 8, décrit plus en détail par Bird *et al.* [7]) et masse volumique (issue de l'application de la formule des gaz parfaits pondérée par les masses molaires de chacun des constituants) sont représentées sur la Figure 83. Il est à noter que la température du mélange gazeux à l'injection dans la boîte a également fait l'objet de vérification et se trouve être toujours proche de 20°C.



a)



b)



c)

Figure 83. Caractéristiques des mélanges gazeux étudiés en fonction de la concentration volumique d'hélium : a) viscosité dynamique, b) masse volumique, c) viscosité cinématique.

Les résultats obtenus dans le cadre de l'injection du mélange à 10 %vol d'hélium sont présentés sur la Figure 84. La viscosité de ce mélange a été évaluée à 20,6 µPa.s et sa densité à 1,06 kg.m⁻³. On peut constater avec un certain étonnement que, malgré une diminution de la masse volumique du gaz, on observe l'apparition du régime de rebond, ce qui va à l'encontre des conclusions formulées précédemment. Néanmoins, l'augmentation de la viscosité du gaz (initialement à 18,5 µPa.s pour de l'air) semble contribuer à l'allongement du temps nécessaire au drainage du film gazeux favorisant ainsi le rebond. La courbe représentative du modèle d'Estrade a été tracée en vert sur le diagramme avec un paramètre de forme critique $\varphi_c = 0,4588487$ et semble en bon accord avec les points expérimentaux dans la gamme où cette courbe est constante. Il est à souligner que les domaines liés aux faibles valeurs du nombre de Weber, où la pente de la courbe est très importante, n'ont

malheureusement pas pu être étudiés, ne permettant donc pas la comparaison complète de résultats avec ce modèle. La courbe de transition réflexion / coalescence proposée par Ashgriz et Poo tracée en bleu semble quant à elle en bon accord avec nos résultats. Le domaine de coalescence semble de son côté s'agrandir légèrement au détriment de l'étirement entraînant ainsi une sous estimation de la transition coalescence / étirement par le modèle d'Ashgriz et Poo [4]. Ce dernier constat va dans le même sens que celui issu des observations de Willis et Orme [106] qui ont travaillé sous une atmosphère à très faible masse volumique représentative d'un vide poussé.

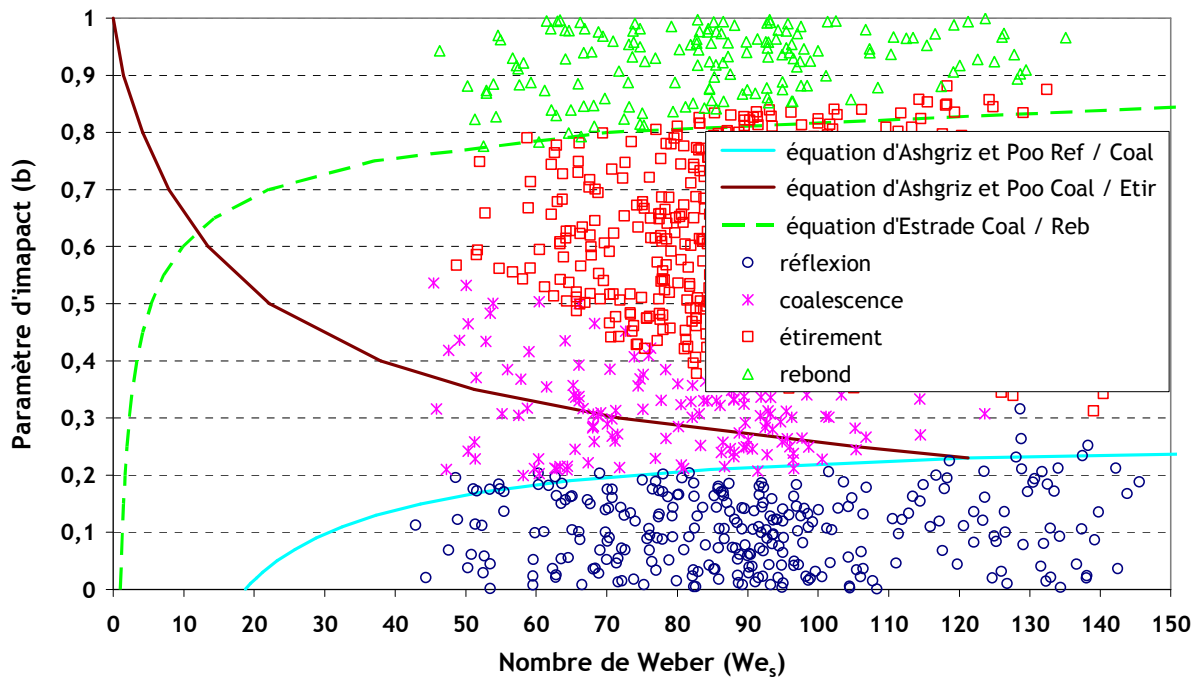


Figure 84. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 10 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

Un second mélange dont la teneur en hélium a été fixée à 50 %vol a permis d'obtenir la cartographie présentée sur la Figure 85. La viscosité de ce mélange a été évaluée à $26,8 \mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ et sa densité à $0,66 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ (voir Figure 83).

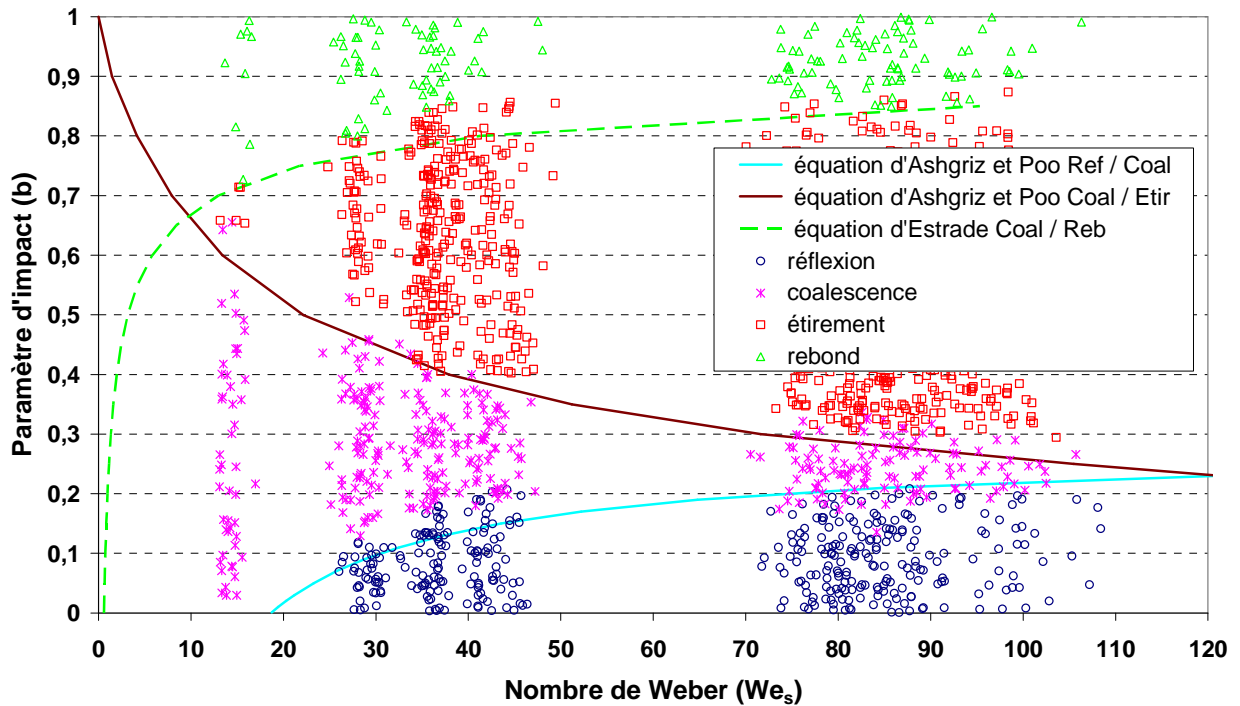


Figure 85. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 50 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

Le paramètre de forme critique utilisé pour tracer la courbe frontière du domaine de rebond a été fixé ici à $\varphi_c = 0,4588488$. Ce modèle semble là encore en bon accord avec les résultats que nous avons obtenus pour $We_s > 30$ même s'il n'a pu être validé pour des valeurs inférieures. Malgré un accroissement de la viscosité du gaz (en comparaison avec le mélange à 10 %vol d'hélium), le domaine lié au régime de rebond ne semble pas subir de transformation majeure. Cette observation peut trouver son explication dans la forte diminution de la densité du gaz œuvrant à l'encontre du développement du rebond à l'inverse de l'augmentation de la viscosité. Les courbes frontières proposées par Ashgriz et Poo semblent quant à elles en bon accord avec les résultats présentés ici.

Une dernière série de mesures (présentées sur la Figure 86) a concerné un mélange d'une concentration de 85 %vol d'hélium. La viscosité de ce mélange a été évaluée à 27,9 $\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ et sa densité à 0,31 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ (voir Figure 83). Le paramètre critique de forme défini par Estrade a encore été ajusté à $\varphi_c = 0,4588487$. Cette valeur donne une courbe limite satisfaisante du régime de rebond au vu des résultats expérimentaux mais ne justifie pas son application pour de faibles valeurs du nombre de Weber où nous manquons de données. L'utilisation de ce dernier mélange n'a révélé qu'une très faible

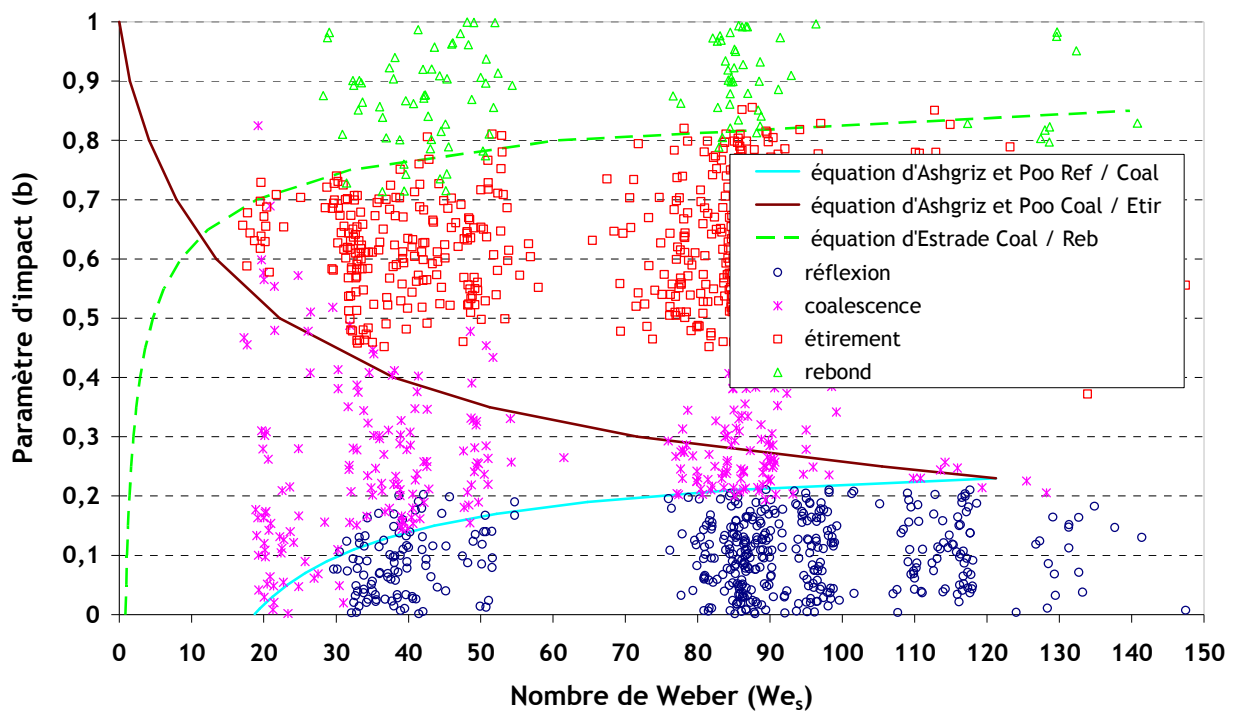


Figure 86. Cartographie expérimentale des régimes de collision de gouttes d'eau obtenus avec un mélange d'hélium à 85 %vol ($d = 260 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$). Frontière Ref / Coal, équation (66) d'Ashgriz et Poo, frontière Coal / Etir, équation (57) d'Ashgriz et Poo, équations (39), (40) d'Estrade.

évolution du domaine du rebond comme le montre la variation infime du paramètre φ_c (dont la variation a été tracée pour les trois mélanges sur la Figure 87). Néanmoins cette valeur est la même que pour les points expérimentaux obtenus avec un mélange gazeux à 10 %vol d'hélium. De plus, comme dans le cas du premier mélange, on assiste à un élargissement du domaine de coalescence imputable à la diminution de la masse volumique. Enfin, on constate également que l'utilisation du troisième mélange conduit à une baisse de près de 73 % de la densité par rapport à l'atmosphère ambiante et une augmentation de seulement 51 % de sa viscosité. Cette dernière observation suggère une importante compétition entre la masse volumique et la viscosité du gaz vis-à-vis de l'évolution des domaines respectifs du rebond, de l'étirement et de la coalescence.

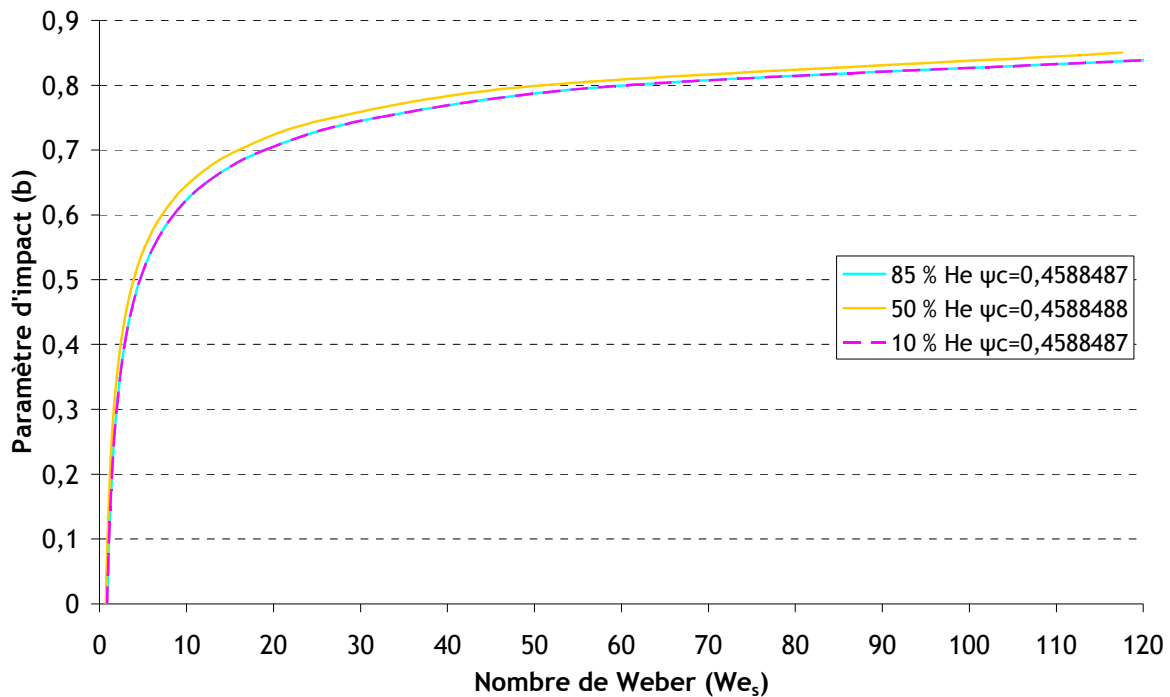


Figure 87. Courbes représentatives du modèle d'Estrade [24] pour un ajustement du paramètre de forme critique φ_c selon la teneur en hélium du mélange gazeux utilisé.

4.2.3. Synthèse

L'étude de l'influence de l'évolution des conditions thermohydrauliques sur la collision binaire de gouttes, représentée par l'augmentation de la pression et l'injection du dihydrogène, inhérentes à un hypothétique accident grave dans un bâtiment réacteur, a été menée grâce à l'utilisation de deux systèmes de mesures différents. Les résultats obtenus conduisent dans chacun des cas à l'apparition du régime de rebond. Une cartographie de son domaine ainsi que de celui des autres régimes de collision a été réalisée pour chaque configuration. L'évolution de chacun des domaines, en fonction des différentes conditions expérimentales est représentée dans ce qui suit. Comme on le constate sur la Figure 88, le régime de séparation par réflexion ne semble pas être influencé par la variation de la pression ou de la quantité d'hélium dans le mélange. En effet, le point d'apparition du régime de réflexion (pour le couple $b \approx 0$, $We_s \approx 25$) n'est pas modifié par les différentes configurations testées, de même que sa limite haute (pour b compris entre 0,2 et 0,25) se retrouve à $P_{abs} = 3,5$ bar, en atmosphère ambiante et avec un mélange contenant 85 % vol d'hélium. Les frontières du régime de coalescence, présentées sur la Figure 89, ne montrent, de leur côté, que peu de variations vis-à-vis de l'augmentation du taux d'hélium si ce n'est un faible élargissement du domaine au détriment du régime d'étirement, comme on le voit sur les cas b) et d) de la Figure 89 pour des valeurs du nombre de Weber We_s supérieures à 50.

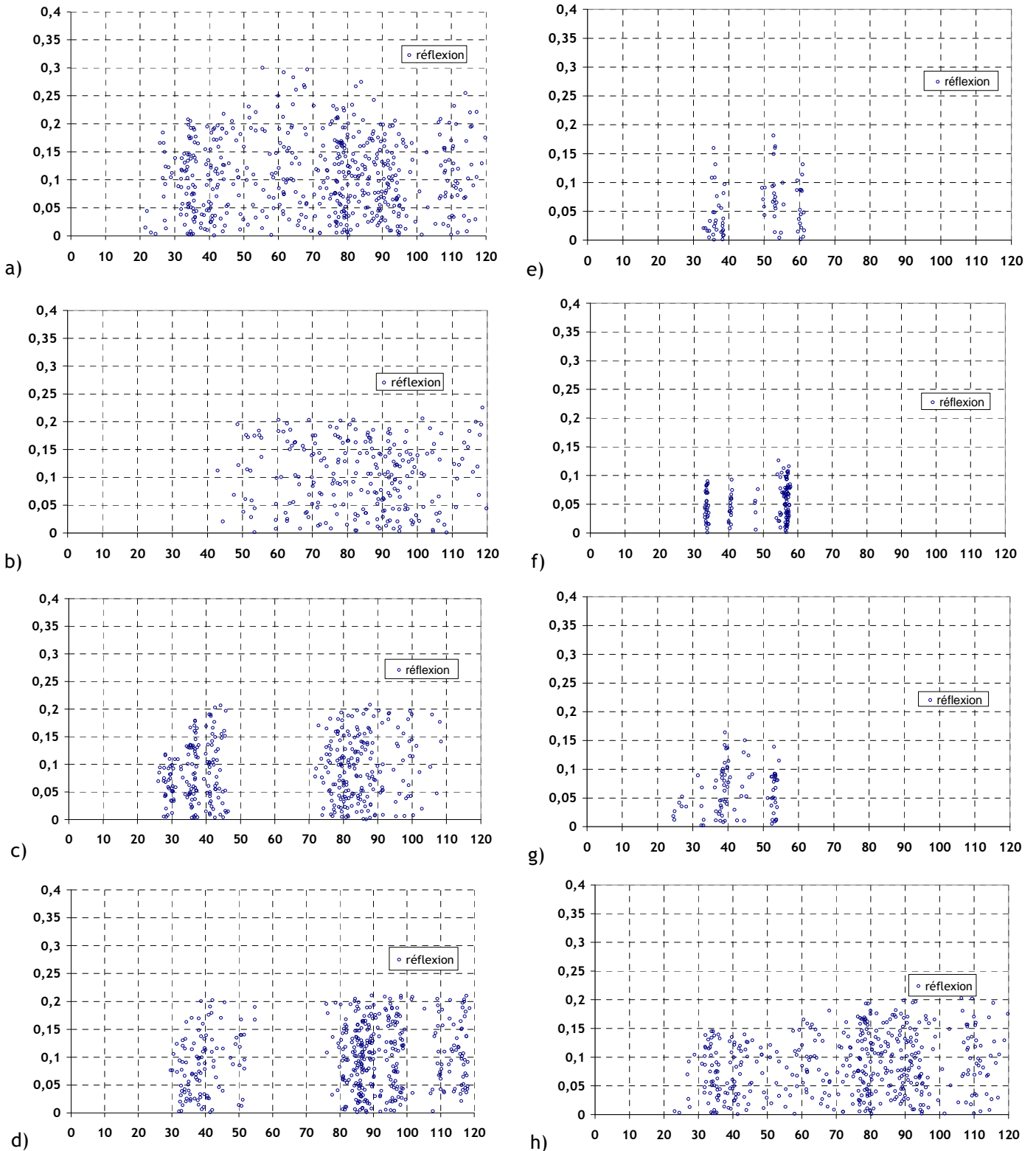


Figure 88. Evolution du domaine lié au régime de réflexion en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b .

Le régime de coalescence montre néanmoins une dépendance plus importante aux variations de pression et donc de masse volumique comme l'atteste la partie droite de la Figure 89. Au fur et à

mesure que la pression augmente, le point le plus haut du régime ($b \approx 0,6-0,7$ et $We_s \approx 25$), que l'on retrouve en atmosphère ambiante, descend peu à peu vers un paramètre d'impact de 0,5 pour $p_{abs} = 3,5$ bar, au profit du régime de rebond.

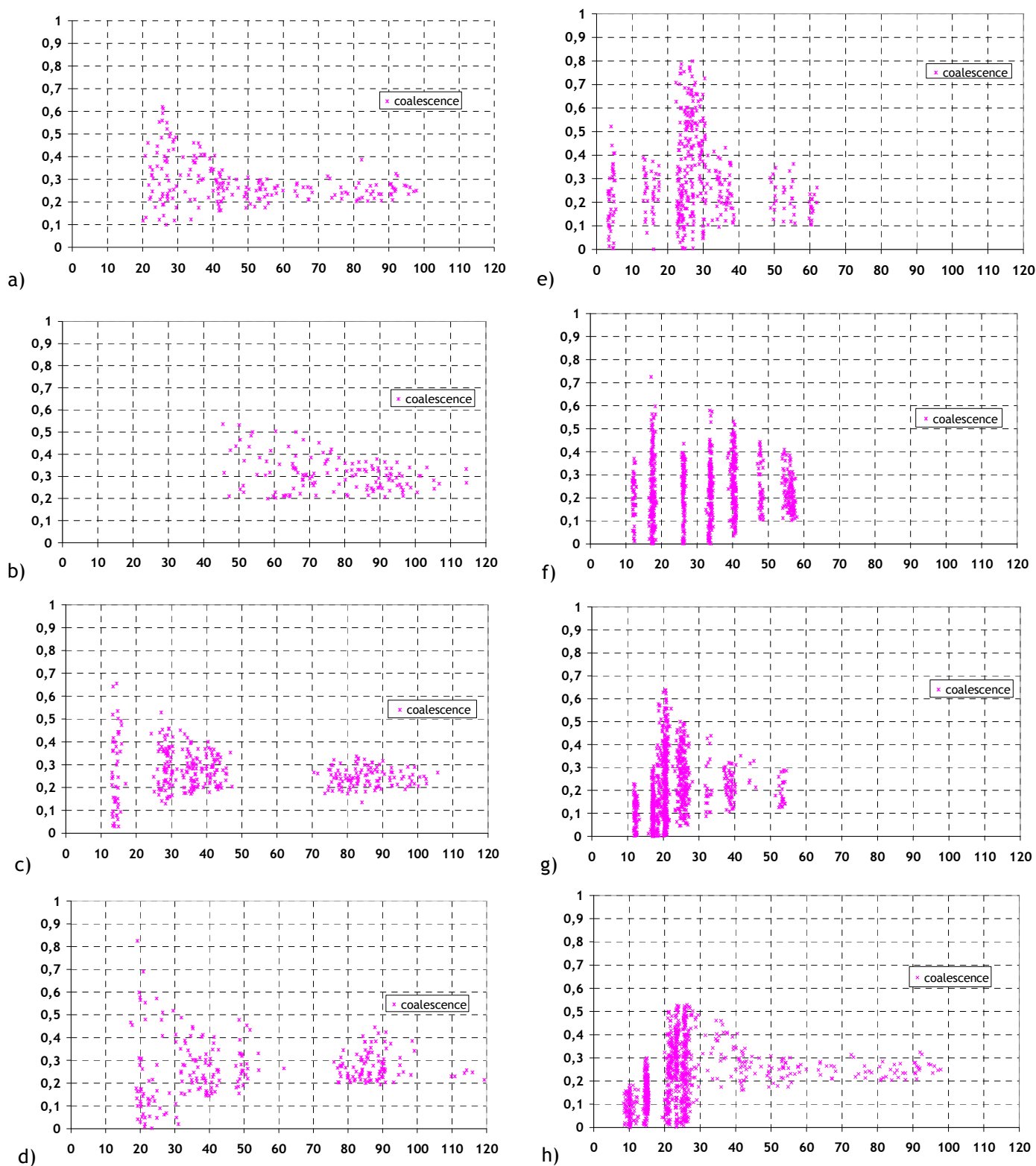


Figure 89. Evolution du domaine lié au régime de coalescence en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b .

De même, alors que l'on observe de la coalescence entre les gouttes pour des valeurs du nombre de Weber We_s inférieures à 10 et pour $p_{abs} = 1,5$ bar (Figure 89 e)), celle-ci est remplacée par du rebond lorsque $p_{abs} = 3$ bar (Figure 91 g)). Le régime de coalescence tend donc d'abord à diminuer pour les plus hauts paramètres d'impact puis par la suite pour les faibles nombres de Weber.

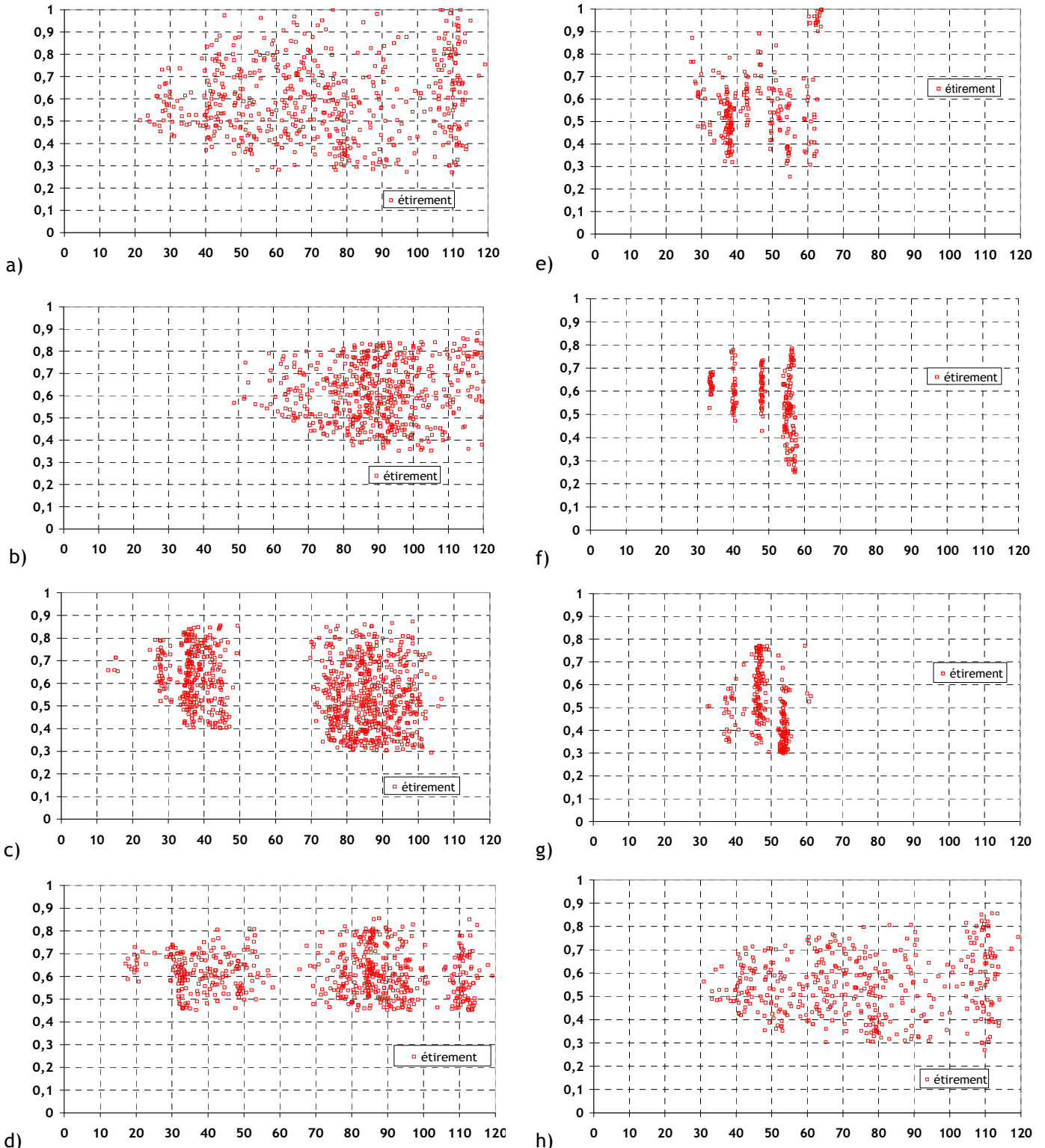


Figure 90. Evolution du domaine lié au régime d'étirement en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{abs} = 1,5$ bar, f) $P_{abs} = 2,5$ bar, g) $P_{abs} = 3$ bar, h) $P_{abs} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b .

La Figure 90 illustre l'évolution du régime d'étirement en fonction des différentes conditions gazeuses. Il apparaît sur la partie gauche que le domaine lié à l'étirement diminue pour les valeurs hautes du paramètre d'impact dès l'introduction de l'hélium. Ce développement du régime de rebond peut être attribué à la variation de la viscosité du gaz. On constate également une diminution du domaine de séparation par étirement au profit de la coalescence lorsque l'on compare les graphiques a) et d) pour un nombre de Weber proche de 100. Il semble que ce phénomène corresponde à la diminution de la masse volumique déjà mise en avant par Willis *et al.* [106]. Celle-ci entraîne une diminution des forces aérodynamiques capables de perturber et de fragmenter le filament lors de l'étirement et rend ainsi les forces de tension superficielles plus importantes ce qui conduit à l'amplification de la coalescence. Il semblerait donc nécessaire de faire intervenir ici un paramètre représentatif de l'énergie cinétique du gaz. D'autre part, même si les cartographies de la partie droite attestent également de la diminution du régime d'étirement pour les valeurs de paramètre d'impact b élevées lorsque la pression augmente dans la phase gazeuse, elles montrent aussi une légère disparition de ce régime pour les faibles valeurs du nombre de Weber. En effet, on peut voir que l'un des points frontières du domaine de l'étirement se situe approximativement à $b \approx 0,6$ et $We_s \approx 20$ en atmosphère ambiante alors que celui-ci recule à $b \approx 0,55$ et $We_s \approx 30$ lorsque $P_{abs} = 3,5$ bar.

Enfin, la dernière série de graphiques, présentés sur la Figure 91, s'attache à comparer l'évolution du régime de rebond dans les différents cas étudiés. Comme il a été précisé auparavant, le rebond a pu être observé pour des gouttes d'eau en atmosphère ambiante comme l'atteste le cas a). Nous avons pu remarquer une forte sensibilité aux caractéristiques de la phase gazeuse du domaine lié au rebond. Son évolution tend ainsi à réduire les domaines des régimes de coalescence et de séparation par étirement, en particulier lorsque la masse volumique du gaz augmente. Les cartographies réalisées à différentes pressions (présentées sur la partie gauche de la Figure 91) mettent à jour une évolution croissante du rebond en parallèle de l'augmentation linéaire de la densité du gaz. D'abord pour des collisions à forte excentricité (b proche de 1), son développement apparaît ensuite pour des collisions frontales avec un faible nombre de Weber ($We_s < 10$).

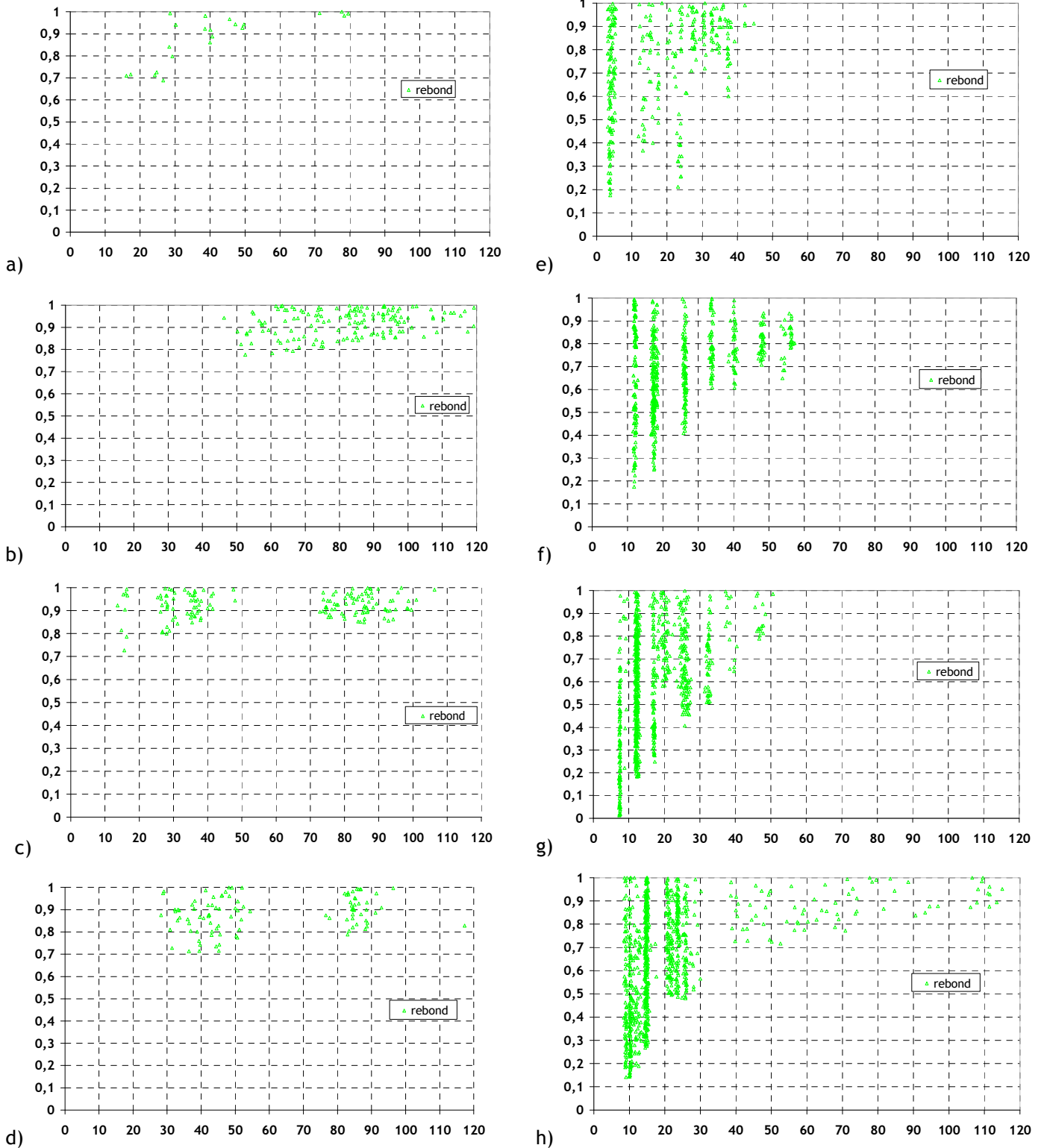


Figure 91. Evolution du domaine lié au régime de rebond en fonction des différentes conditions expérimentales : a) en atmosphère ambiante, b) 10 % vol He, c) 50 % vol He, d) 85 % vol He, e) $P_{\text{abs}} = 1,5$ bar, f) $P_{\text{abs}} = 2,5$ bar, g) $P_{\text{abs}} = 3$ bar, h) $P_{\text{abs}} = 3,5$ bar. L'abscisse de ces graphiques représente le nombre de Weber We_s et l'ordonnée le paramètre d'impact b .

Comme il a été démontré, l'application du modèle d'Estrade pour la courbe frontière du régime de rebond, bien qu'ajustée à l'aide du paramètre de forme critique φ_c , ne semble pas adaptée à la description de l'influence des modifications de la phase gazeuse. Les dernières cartographies réalisées

dans le cadre des essais sous différentes atmosphères d'hélium ont montré l'apparition et la stabilité du régime de rebond alors que les paramètres liés à la phase gazeuse évoluent. Une explication proposée au vu de ces constatations provient de l'antagonisme entre la viscosité et la masse volumique du gaz vis-à-vis du drainage du film séparant les deux gouttes lors de leur approche. L'évaluation de la compétition de ces deux paramètres, au niveau de l'issue de la collision de deux gouttes, ne semble néanmoins pas évidente et mériterait une analyse plus poussée. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les observations de Qian et Law dans des configurations plus poussées. Ils indiquent que les conditions réacteurs, bien que moins « extrêmes », sont néanmoins influantes sur l'issue de la collision.

5 Interprétation des résultats sur la base de nouveaux modèles semi-empiriques

Les nombreux résultats expérimentaux présentés précédemment nous amènent à une analyse des différents phénomènes physiques prépondérants liés au passage d'un régime de collision à un autre. Le point de départ de notre démarche s'est axé sur le développement d'une nouvelle expression du nombre de Weber plus adaptée à la représentation de la collision entre deux gouttes que l'expression utilisée habituellement dans la littérature. Cette idée s'inscrit dans la volonté d'obtenir des expressions simples définissant de manière semi-empirique les courbes frontières entre les différents régimes de collision. Une première étape a donc consisté à utiliser ce nouveau nombre de Weber dans les modèles de la littérature qui ont alors été comparés aux résultats issus de nos expériences. Nous avons ensuite construit de nouveaux modèles, basés sur les observations expérimentales ainsi que sur l'analyse de la compétition entre l'énergie cinétique et l'énergie de surface des gouttes. Ces modèles décrivent les courbes frontières entre les différents régimes et conduisent à des expressions relativement simples. Enfin, une expression empirique est également proposée dans le but de prendre en compte l'influence des conditions thermohydrauliques conduisant à l'occurrence du régime de rebond, dans le cadre de l'augmentation de la pression ou de la présence d'hélium.

5.1. *Cartographie des collisions et technique de reconstruction des courbes frontières*

L'obtention d'un nombre important de mesures et donc de points, caractérisés par un rapport de diamètres, un paramètre d'impact et un nombre de Weber, a conduit à la production de cartographies des différents régimes de collisions évoqués précédemment. L'objectif de la thèse étant de fournir des modèles semi-empiriques, l'obtention de courbes frontières entre les différents régimes s'est révélée cruciale. Une technique de reconstruction systématique de ces courbes frontières a donc été mise au point. Cette méthode consiste à déterminer l'ordonnée (correspondant à la valeur du paramètre d'impact) du point de transition entre deux régimes pour un intervalle de nombre Weber fixé par l'opérateur, en fonction de l'abscisse donnée par la valeur moyenne We_t de cet intervalle :

$$We_t = \frac{We_{\min} + We_{\max}}{2} \quad (85)$$

Le programme écrit en Visual Basic (voir Annexe 7), utilise les valeurs maximales et minimales des ordonnées respectives des régimes du bas (notée b_{1max}) et du haut (notée b_{2min}). Ces valeurs extrêmes servent à calculer une valeur moyenne de l'ordonnée du point de transition (notée b_t). Deux situations, représentées sur la Figure 92, peuvent être rencontrées. Dans le premier cas,

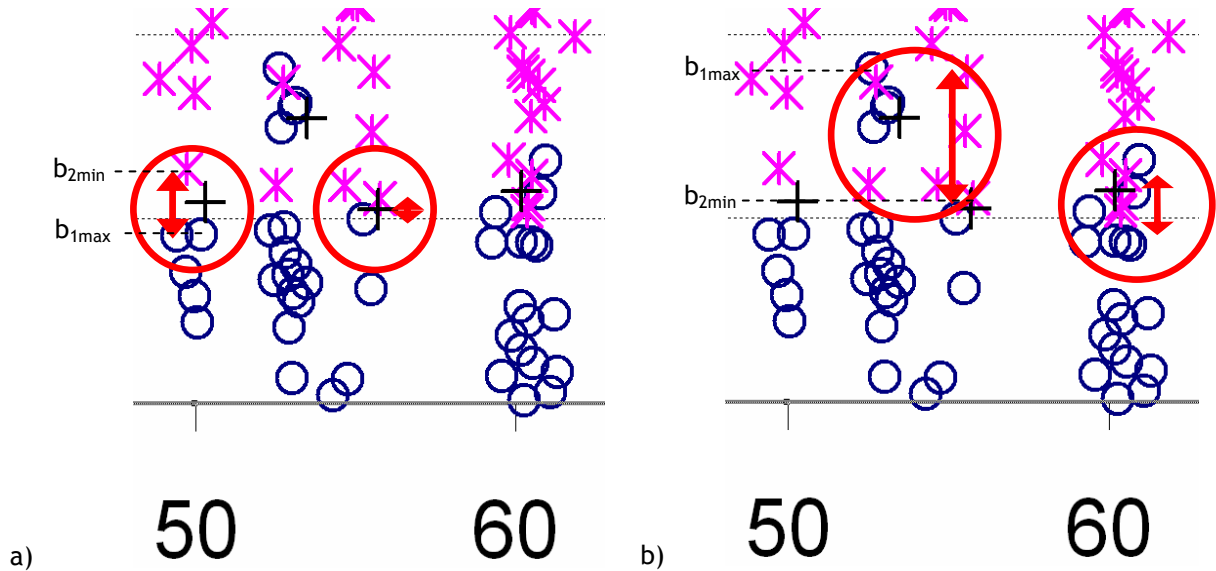


Figure 92. Calcul de l'ordonnée du point de transition (+) entre deux régimes de collision : a) moyenne de la valeur haute et de la valeur basse, b) moyenne pondérée.

(cercles rouges sur la Figure 92 a)) il n'existe pas de point entre les valeurs extrêmes de chaque régime. Le programme calcule alors l'abscisse moyenne de l'intervalle du nombre de Weber choisi et la valeur moyenne entre les ordonnées b_t des points extrêmes à l'aide de l'équation suivante : Ce cas est illustré sur la Figure 93 a) pour un nombre de Weber moyen proche de 50. Comme on

$$b_t = \frac{b_{1max} + b_{2min}}{2} \quad (86)$$

peut le remarquer, le paramètre d'impact critique de transition a pour valeur $(0,091+0,127)/2=0,109$.

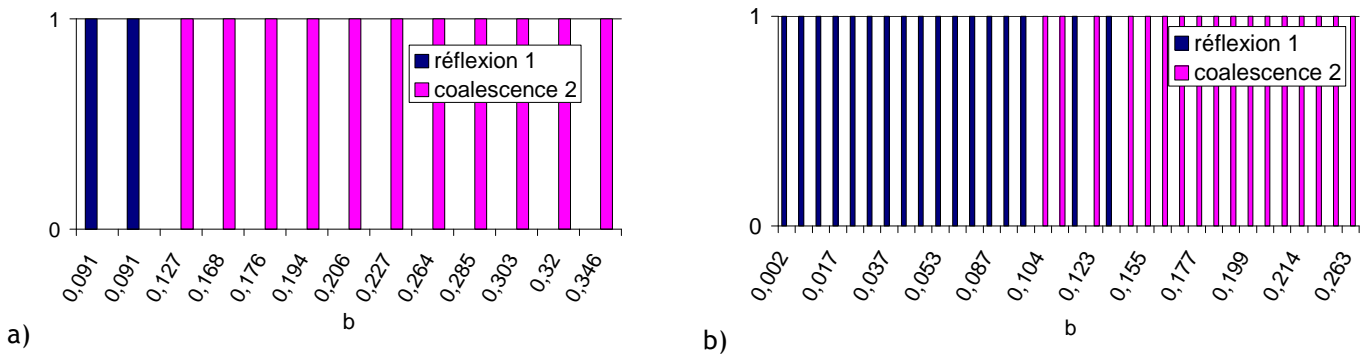


Figure 93. Calcul du paramètre d'impact critique de transition entre les régimes de réflexion et de coalescence pour un nombre de Weber moyen de 50 a) et de 60 b) correspondant à la Figure 92.

Dans le second cas, il existe un certain nombre de points représentatifs de chaque régime entre les deux points extrêmes utilisés comme on l'observe dans les cercles rouges sur la Figure 92 b). Le calcul de l'ordonnée du point de transition se fait alors par pondération : un dénombrement des points de chaque régime (représentés par des barres bleues pour la réflexion et rose pour la coalescence sur la Figure 93 b) et correspondant à un nombre de Weber moyen de 60) conduit à fixer l'ordonnée du point de transition à la valeur extrême basse à laquelle est ajoutée la valeur absolue de l'écart entre les deux valeurs extrêmes, pondérée par le nombre de points du régime du bas sur le nombre total de points présents dans l'intervalle. Le calcul de cette ordonnée se traduit par l'équation suivante :

$$b_t = b_{2\min} + (b_{1\max} + b_{2\min}) \times \frac{n_1}{n_1 + n_2} \quad (87)$$

Ici les nombres n_1 et n_2 correspondent respectivement aux nombres de points de réflexion et de coalescence présents dans l'intervalle considéré. Comme on le remarque sur la Figure 93, l'évaluation du paramètre critique d'impact de transition donne : $0,104 + (0,1315 - 0,104) \times (1/3) = 0,1131$. Le calcul de l'abscisse se fait quant à lui comme dans le premier cas avec l'équation (85).

5.2. Nouveau nombre de Weber basé sur les énergies des deux gouttes

En dépit de l'ensemble des articles traitant de la collision de gouttes recensés dans la littérature, il apparaît que la majorité des auteurs se borne à utiliser une expression unique du nombre de Weber We_s , introduit par Brazier-Smith et définie dans le chapitre 1 par l'équation (24). Il constitue en effet un moyen efficace de rendre compte de la compétition entre les effets d'inertie et de tension de surface entre les gouttes lors de la collision et semble approprié pour définir les différents domaines inhérents à chaque régime de collision sur les diagrammes de type (b, We_s) . Cette expression est le plus souvent réinjectée dans les modèles élaborés, afin d'obtenir une exploitation directe des résultats expérimentaux et de valider ces modèles. Le nombre de Weber choisi utilise comme longueur de référence le diamètre de la petite goutte d_s et la vitesse relative entre les gouttes u_{rel} . L'hypothèse utilisée est que, si les gouttes sont différentes, la grosse goutte se comporte alors comme une interface plane. Cette expression ne prenant pas du tout en compte le diamètre de la grosse goutte d_l conduit de ce fait à une approximation importante des effets d'inertie du système lorsque les tailles des gouttes sont différentes en restant du même ordre de grandeur. Afin de s'affranchir de cette restriction, Jiang *et al.* [36] proposent une expression du nombre de Weber utilisant comme longueur caractéristique la moyenne sur la somme des diamètres de la grosse et de la petite goutte ainsi que leur vitesse relative. Malgré cela, le nombre de Weber préconisé ne permet pas de représenter clairement la fraction d'énergie cinétique de chaque goutte intervenant dans la collision et de ce fait, son influence sur l'issue du choc. C'est pourquoi notre travail s'est intéressé en premier lieu à développer une expression du nombre de Weber,

détaillée dans le paragraphe suivant, représentative de l'apport énergétique de chaque goutte dans la collision et de son influence sur le régime associé.

5.2.1. Développement de l'expression

Cette partie est consacrée à l'élaboration d'une nouvelle formulation du nombre de Weber utilisé pour caractériser l'issue d'une collision. A partir de la définition initiale du nombre de Weber, reposant sur le rapport entre énergie cinétique et énergie de surface, la construction de la nouvelle expression se base sur la somme des énergies cinétiques provenant de chaque goutte rapportée à la somme de leurs énergies de surfaces respectives :

$$We = \frac{\frac{1}{2} m_s \|\vec{v}_s\|^2 + \frac{1}{2} m_l \|\vec{v}_l\|^2}{\sigma \pi d_s^2 + \sigma \pi d_l^2} \quad (88)$$

Ici, m_s et m_l sont les masses respectives de la petite et de la grosse goutte mais leurs vitesses v_s et v_l sont prises dans le repère du centre de masse (G sur la Figure 94), ce qui constitue un changement par rapport aux modèles de la littérature. Le fait de prendre en compte les vitesses des gouttes dans ce repère semble en effet plus approprié, car ce sont elles qui interviennent

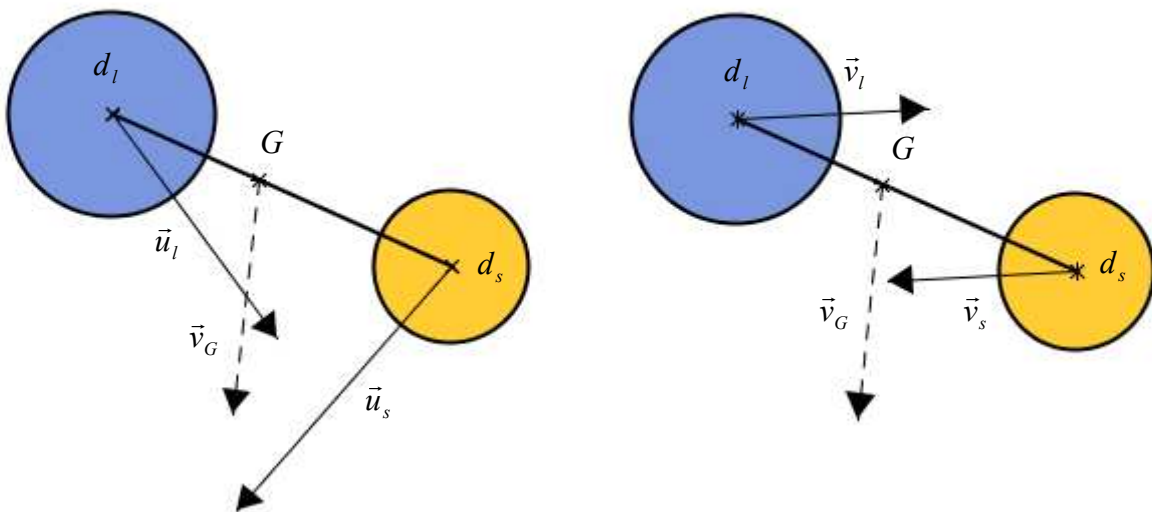


Figure 94. Représentation des vitesses des gouttes a) dans le repère lié au laboratoire, b) dans le repère lié au centre de masse G du système des gouttes.

principalement dans la collision. Il est également à noter que cette formulation prend en compte l'énergie de surface de chacune des gouttes.

La vitesse de groupe ou vitesse du repère lié au centre de masse dans le repère du laboratoire (représenté par \vec{v}_G sur la Figure 94) ne prend, quant à elle, pas part à la collision et se calcule d'après l'équation (89) de bilan de quantité de mouvement :

$$m_s \vec{u}_s + m_l \vec{u}_l = (m_s + m_l) \vec{v}_G \quad (89)$$

Soit pour la vitesse du centre de masse, en considérant les gouttes sphériques et de densités similaires et uniformes :

$$\vec{v}_G = \frac{d_s^3 \vec{u}_s + d_l^3 \vec{u}_l}{d_s^3 + d_l^3} \quad (90)$$

Les vitesses de la grosse goutte \vec{v}_l et de la petite goutte \vec{v}_s dans le nouveau repère sont alors déduites (voir Figure 94):

$$\vec{v}_l = \vec{u}_l - \vec{v}_G \quad \text{et} \quad \vec{v}_s = \vec{u}_s - \vec{v}_G \quad (91)$$

En faisant l'hypothèse que les gouttes sont sphériques et possèdent des densités similaires et uniformes, l'équation (88) nous donne une nouvelle définition du nombre de Weber :

$$We = \frac{\rho_{liq}}{12 \sigma} \frac{d_s^3 \|\vec{v}_s\|^2 + d_l^3 \|\vec{v}_l\|^2}{d_s^2 + d_l^2} \quad (92)$$

Cette nouvelle expression considère les propriétés de chacune des gouttes de manière identique, et identifie ainsi leur contribution respective à la collision. Elle sera appelée « nombre de Weber symétrique » dans le reste du document afin de la différencier du nombre de Weber We_s , utilisé traditionnellement.

5.2.2. Unification des résultats

A partir de la nouvelle définition de nombre de Weber We donnée dans le paragraphe précédent, dit nombre de Weber symétrique, une réévaluation de la position de chaque point de mesure, issu des cartographies des différents régimes de collision présentées dans le chapitre 4.1.3, a été effectuée. Le calcul de la nouvelle position de chaque point a pu être effectué par le biais de l'utilisation des données fournies par le programme automatisé de traitement d'image. Les résultats obtenus pour chaque régime, en termes de paramètre d'impact b et de nombre de Weber symétrique We sont donnés sur la Figure 95 pour les trois rapports de diamètres différents a) $\Delta = 1$, b) $\Delta = 0,75$, c) $\Delta = 0,5$.

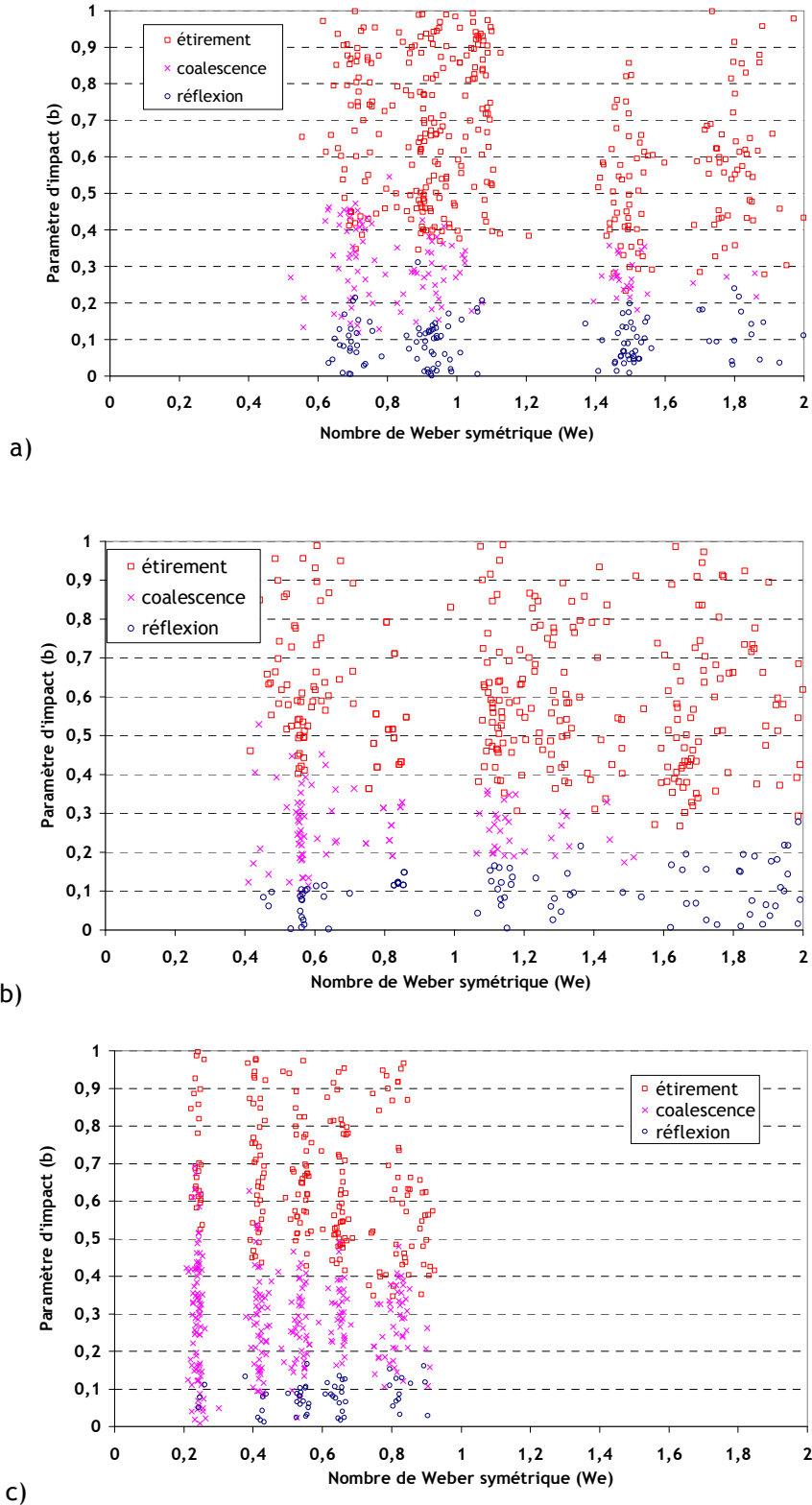


Figure 95. Résultats expérimentaux pour des gouttes d'eau représentés à l'aide du nombre de Weber symétrique We : a) $d_l = 450 \mu\text{m}$, $\Delta = 1$, b) $d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 330 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,75$, c) $d_l = 450 \mu\text{m}$, $d_s = 220 \mu\text{m}$, $\Delta = 0,5$.

On constate tout d'abord que les valeurs du nouveau nombre de Weber We proposé, au niveau des frontières entre le régime de coalescence et les régimes de séparation, sont de l'ordre de l'unité,

correspondant ainsi à une meilleure description de la compétition entre les forces d'inertie et de tension superficielle. De plus, l'utilisation de ce nouveau nombre de Weber We conduit à des frontières similaires entre les régimes de collision de chaque graphique de la Figure 95, comme on peut le voir en superposant l'ensemble des résultats issus de la Figure 95 sur un seul et même graphique (Figure 97). De cette manière, on s'aperçoit que chaque régime ne dépend plus que de deux variables, le paramètre d'impact (b) et le nombre de Weber symétrique (We) démontrant ainsi l'indépendance vis-à-vis du rapport des diamètres Δ . Ceci constitue une avancée dans le développement des modèles de collision de gouttes. En effet, la suppression du rapport des diamètres en tant que paramètre essentiel dans la description de l'issue d'une collision est un résultat utile puisque dans la plupart des applications (et dans la nôtre en particulier) la granulométrie est polydispersée (voir Figure 96).

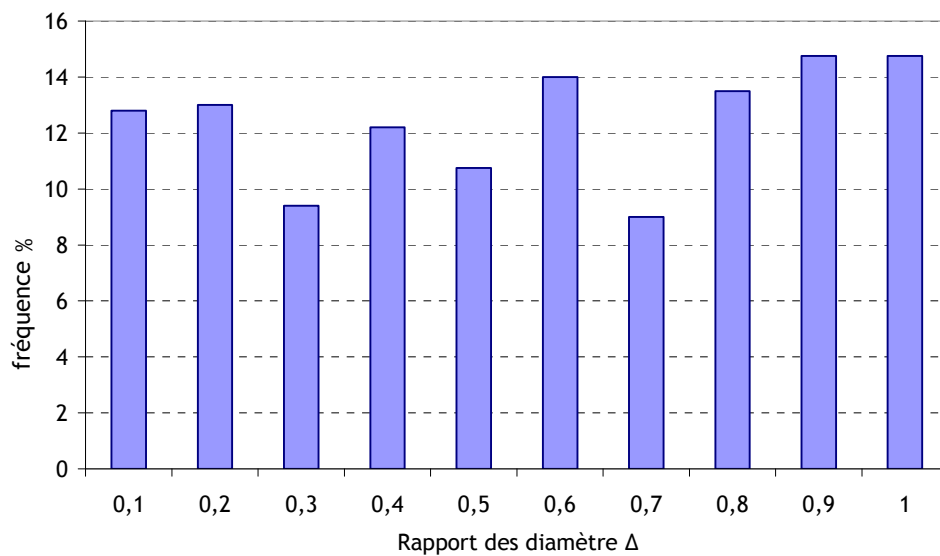


Figure 96. Représentation de la distribution du rapport des diamètres Δ issue de l'interaction d'une goutte de diamètre $d = 125 \mu\text{m}$ et de la distribution granulométrique de la Figure 3.

L'unification de ces résultats autorise aussi, compte tenu du plus grand nombre de points expérimentaux utilisés, une meilleure estimation des valeurs critiques du paramètre d'impact critique b_c définissant les courbes de transition entre chaque régime de collision. La détermination de ces valeurs critiques a été réalisée à l'aide de la procédure automatique de reconstruction des courbes frontières présentée dans le paragraphe 5.1. Elle a conduit à l'obtention de trois courbes limites différentes entre les régimes, représentées sur la Figure 97, qui donnent une description relativement précise des transitions entre les domaines représentatifs de chaque issue de la collision.

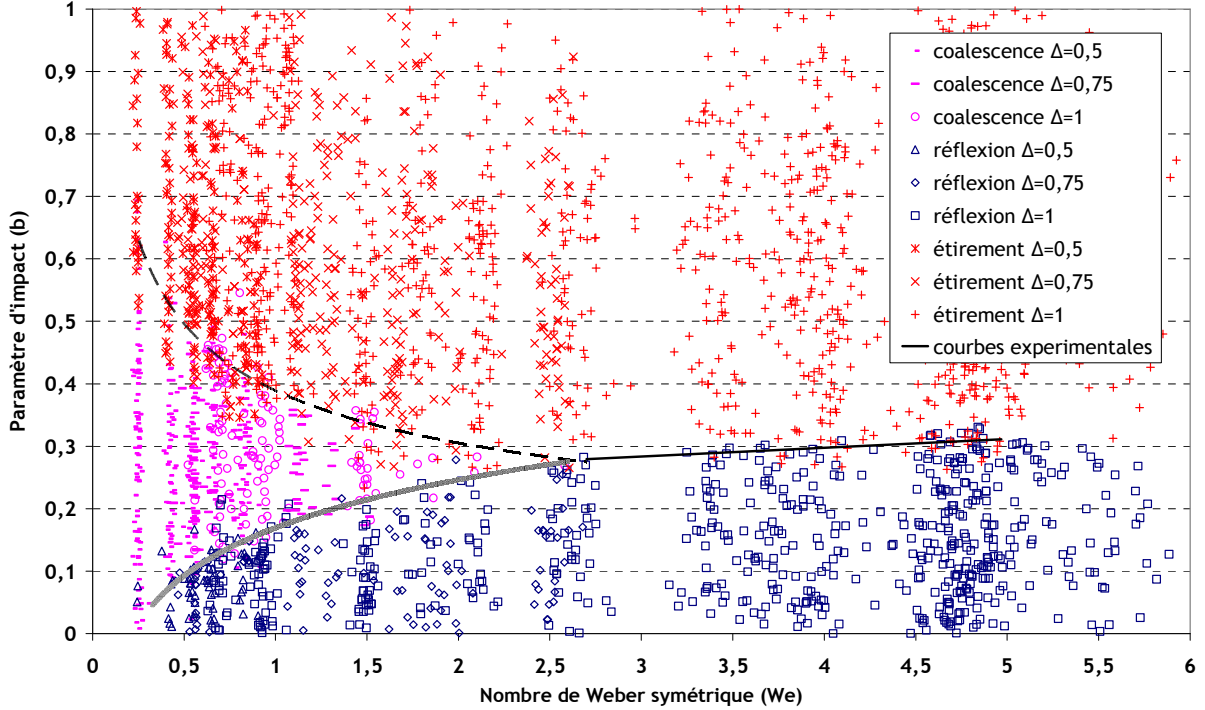


Figure 97. Superposition de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec différents rapports de diamètres Δ à l'aide du nombre de Weber symétrique We , et courbes frontières associées

Comme il a été mentionné auparavant, le modèle proposé par Ashgriz et Poo [4] pour les expressions définissant les courbes de transition entre le régime de coalescence et de séparation est largement utilisé parmi une majorité d'auteurs. C'est pourquoi nous avons tenté, dans un premier temps, d'introduire la formulation du nombre de Weber symétrique dans leurs équations. Ce dernier a donc tout d'abord été exprimé en fonction du nombre de Weber basé sur le diamètre de la petite goutte, en réécrivant l'équation (92) en termes de rapport de diamètres :

$$We = \frac{\rho_{liq} d_s}{12 \sigma} \frac{\Delta^3 \|\vec{v}_s\|^2 + \|\vec{v}_l\|^2}{\Delta(1 + \Delta^2)} \quad (93)$$

Puis, en utilisant l'équation de la vitesse relative entre les gouttes ainsi que les équations des vitesses des gouttes dans le repère du centre de masse ((90), (91)), comme fait par Ashgriz et Poo [4], on obtient :

$$\begin{cases} \|\vec{v}_l\| = \frac{\Delta^3}{1 + \Delta^3} \|\vec{u}_{rel}\| \\ \|\vec{v}_s\| = \frac{1}{1 + \Delta^3} \|\vec{u}_{rel}\| \end{cases} \quad (94)$$

Ceci permet alors d'exprimer le nombre de Weber symétrique en fonction du nombre de Weber basé sur le diamètre de la petite goutte :

$$We = \frac{\rho_{liq} d_s \|\vec{u}_{rel}\|^2}{\sigma} \frac{\Delta^2}{12(1 + \Delta^3)(1 + \Delta^2)} = We_s \frac{\Delta^2}{12(1 + \Delta^3)(1 + \Delta^2)} \quad (95)$$

Soit pour $\Delta = 1$, $We = We_s / 48$ et pour $\Delta = 0,5$, $We = 2We_s / 135$. L'utilisation de l'équation (95) permet alors de réécrire l'équation d'Ashgriz et Poo [4] caractérisant la courbe de transition entre séparation par réflexion et coalescence issue de l'expression (66) :

$$We = \frac{\left(7(1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} - 4(1 + \Delta^2)\right) \Delta^3 (1 + \Delta^3)}{4(\eta_2 + \Delta^6 \eta_1)(1 + \Delta^2)} \quad (96)$$




η_1 et η_2 sont des fonctions de b et Δ définies par Ashgriz et Poo [4] et détaillées dans le Tableau 3. De la même manière, l'équation de la courbe de transition entre coalescence et séparation par étirement définie par l'expression (57) d'Ashgriz et Poo [4] s'exprime sous la forme :

$$We = \frac{(1 + \Delta^3) \left[3(1 + \Delta)(1 - b)(\Delta^3 \phi_s + \phi_l)\right]^{\frac{1}{2}}}{4(1 + \Delta^2) \left[(1 + \Delta^3) - (1 - b^2)(\phi_s + \Delta^3 \phi_l)\right]} \quad (97)$$

Φ_1 et Φ_2 sont ici des fonctions de b et Δ dont les expressions respectives sont données par (51) et (52).

Ces deux relations ont été tracées sur la Figure 98, pour différentes valeurs du rapport de diamètres Δ . Au regard de ces tracés, il apparaît que des différences existent pour le paramètre d'impact critique entre chacune de ces courbes. Il semble que l'écart existant entre le modèle d'Ashgriz et Poo [4] et nos résultats expérimentaux, relativement faible pour $\Delta = 1$, tende à s'accroître lorsque le rapport de diamètres Δ diminue, illustrant ainsi le fait que ce modèle ne soit pas applicable à la prédiction de l'issue de collisions pour des gouttes polydispersées en taille. Les résultats expérimentaux présentés avec le nombre de Weber symétrique sur la Figure 97 ont également servi à établir des courbes frontières expérimentales entre les domaines de collision. Les trois expressions qui en sont proposées dans le Tableau 9 ont été utilisées par la suite pour évaluer la pertinence des modèles créés et présentés dans les prochains paragraphes.

Tableau 9. Expression pour les courbes frontières entre les régimes de collision.

Transition	Expression du paramètre d'impact critique	Symbole sur la Figure 97
Coalescence / Réflexion	$b_c = 0,1109 \ln(We) + 0,1694$	
Coalescence / Etirement	$b_c = 0,3891 We^{-0,3501}$	
Réflexion / Etirement	$b_c = 0,0139 We + 0,242$	

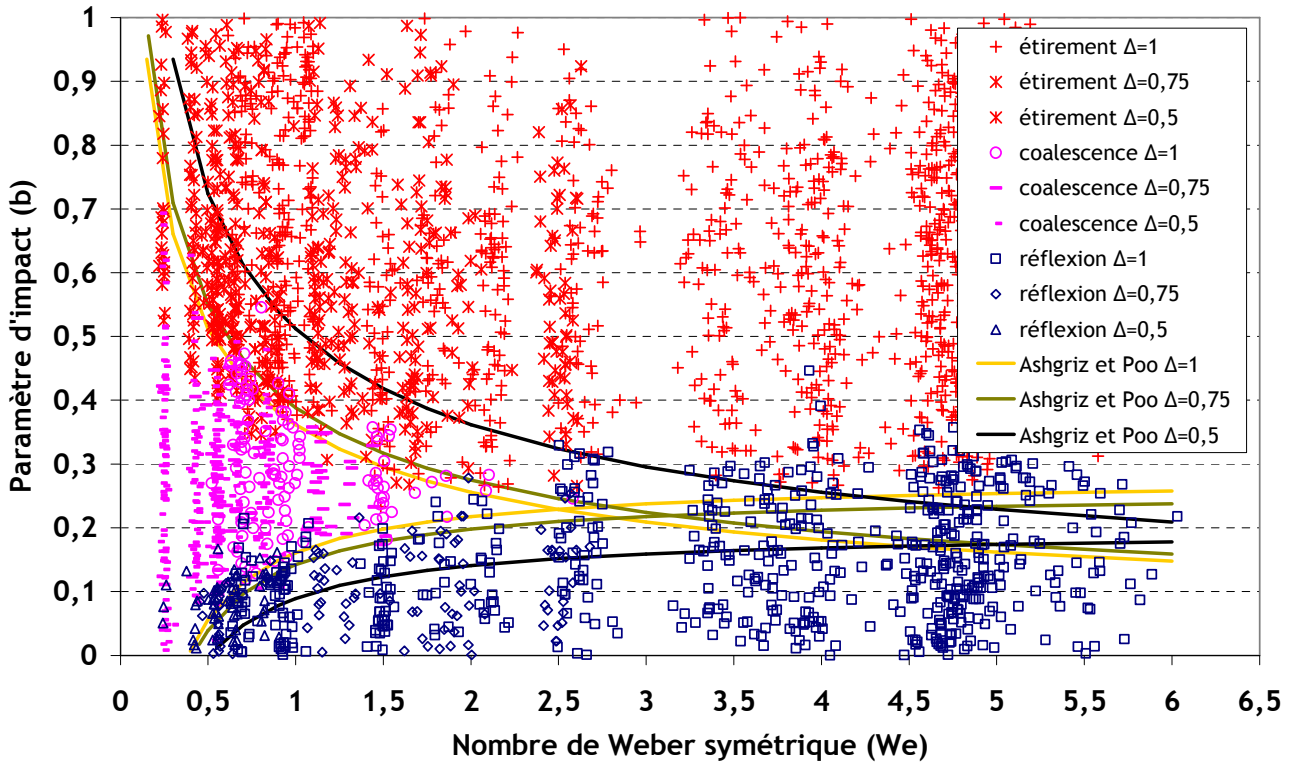


Figure 98. Superposition des résultats expérimentaux calculés avec le nombre de Weber symétrique We pour différents rapports de diamètres Δ et comparaison avec le modèle d'Ashgriz et Poo.

Une comparaison des courbes frontières expérimentales et des expressions du modèle d'Ashgriz et Poo a également été réalisée pour les trois rapports de diamètres et est présentée sur la Figure 99. La partie gauche de l'ensemble de graphiques correspond aux courbes frontières entre chaque régime : les expressions d'Ashgriz et Poo sont représentées pour différents rapports Δ , de même que les courbes expérimentales indépendantes de Δ . La partie droite exprime de son côté la différence relative ε entre le paramètre d'impact critique $b_{c_{exp}}$ issues des expériences et celui issu du modèle d'Ashgriz et Poo ($b_{c_{A\&P}}$) :

$$\varepsilon = \frac{|b_{c_{A\&P}} - b_{c_{exp}}|}{b_{c_{exp}}} \quad (98)$$

A partir de ces graphiques, on s'aperçoit de façon quantifiée que le modèle présenté par Ashgriz et Poo ne donne pas une représentation satisfaisante des transitions entre les différents régimes de collision. En effet, les valeurs du paramètre d'impact critique issu de leurs expressions varient de 5 à 90 % par rapport à celles trouvées lors de nos mesures expérimentales. On constate également que cette erreur tend à s'accroître quand le rapport des diamètres diminue.

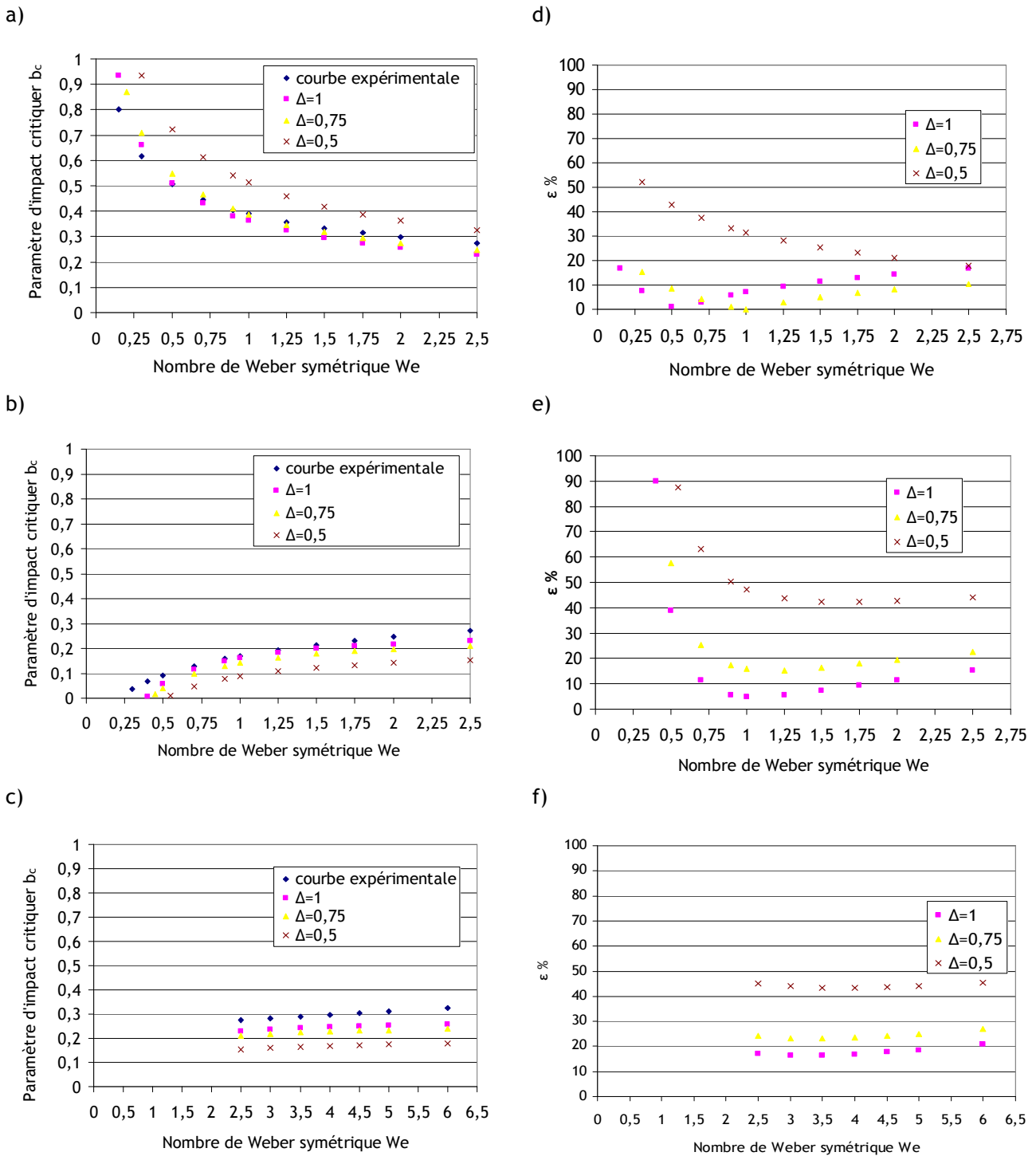


Figure 99. Courbes de transition : a), d) coalescence / étirement, b), e) coalescence / réflexion, c), f) réflexion / étirement. Partie de gauche : paramètre d'impact critique b_c . Partie de droite : différence relative entre b_c issu des expressions des courbes frontières (Tableau 9) et b_c issu du modèle d'Ashgriz et Poo ($\Delta = 0,5; 0,75; 1$).

D'après la comparaison précédente, il semble que le modèle d'Ashgriz et Poo [4] ne soit pas pleinement adapté à la détermination de l'issue d'une collision entre deux gouttes lorsque leurs diamètres sont différents. Le nombre de Weber symétrique que nous avons introduit dans le paragraphe 5.2.1 donne quant à lui une représentation plus pertinente des mécanismes physiques mis en jeu et de la manière de les prendre en compte dans la collision de deux gouttes de

différentes tailles. C'est pourquoi son utilisation, au travers des formules semi-empiriques développées sur la base de nos résultats expérimentaux, apporte une prédiction correcte des courbes frontières entre les domaines inhérents à chaque régime de collision.

5.3. *Modèle pour la courbe frontière Réflexion / Coalescence*

L'introduction du nombre de Weber symétrique dans l'expression d'Ashgriz et Poo caractérisant la courbe frontière entre réflexion et coalescence, ne montre pas une évolution satisfaisante lorsque le rapport de diamètres est modifié. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à analyser cette transition par le biais de considérations énergétiques détaillées dans ce qui suit. A travers l'observation du régime de séparation par réflexion (voir Figure 100), il apparaît que pour un même nombre de Weber, les collisions plus frontales (cas a), $b = 0,09$ génèrent plus rapidement une séparation que celles ayant une excentricité légèrement plus forte (cas b), $b = 0,19$). En effet, l'augmentation du paramètre d'impact b tend à étirer de plus en plus horizontalement l'ensemble uni des deux gouttes. Ce phénomène, qui entraîne une dissipation énergétique parasite, peut être observé en comparant les deux images de collision présentées sur la Figure 100. Cet effet est alors rapidement contrebalancé par la force de tension superficielle qui tend à regrouper le liquide. Une partie de l'énergie cinétique totale de la goutte est donc perdue sous cette action d'étirement.

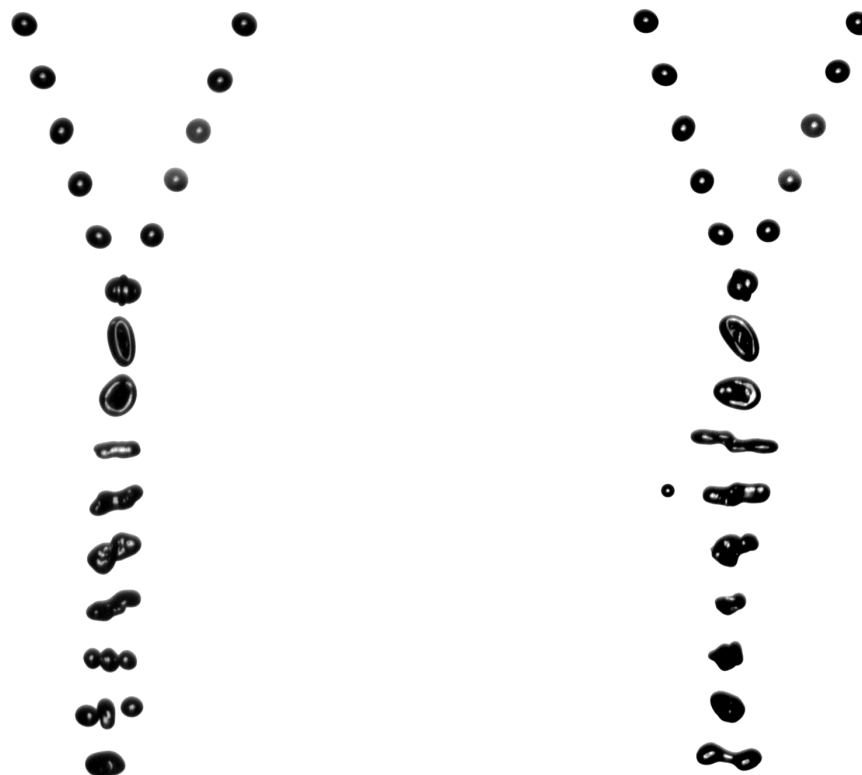


Figure 100. Comparaison entre deux séparations par réflexion ($d = 330 \mu\text{m}$) : a) $We = 1,06$, $b = 0,09$, $\Delta = 1$, b) $We = 1,03$, $b = 0,19$, $\Delta = 1$.

Une hypothèse pour la modélisation de la transition entre réflexion et coalescence, réside donc dans la prépondérance de l'énergie cinétique correspondant à la vitesse des gouttes le long de la ligne des centres lors du choc, devant les forces de tensions superficielles. C'est cette fraction de l'énergie cinétique, diminuant lorsque le paramètre d'impact augmente, qui entraîne la formation du tore liée à l'opposition directe des deux masses de liquide. Le passage du régime de réflexion à celui de coalescence s'effectue lorsque l'énergie de surface devient supérieure à cette énergie cinétique efficace. Le modèle que nous présentons ici propose donc d'utiliser uniquement, dans le calcul de l'énergie cinétique, la vitesse de chacune des gouttes projetée sur la ligne des centres. D'après la définition du paramètre d'impact présenté sur la Figure 8, ainsi que celle de l'angle θ compris entre les vitesses de chaque goutte et la ligne joignant leur centre, décrit sur la Figure 101, on a la relation :

$$\sin \theta = b \quad (99)$$

On en déduit pour les vitesses des gouttes suivant la ligne des centres :

$$\begin{aligned} v_{lx}^2 &= v_l^2 \cos^2 \theta = v_l^2 (1 - b^2) \\ v_{sx}^2 &= v_s^2 \cos^2 \theta = v_s^2 (1 - b^2) \end{aligned} \quad (100)$$

on a alors l'énergie cinétique de réflexion associée à ces vitesses, $E_{cin\ x}$, qui peut s'exprimer en fonction de l'énergie cinétique totale E_{cin} de la goutte :

$$E_{cin\ x} = E_{cin} (1 - b^2) \quad (101)$$

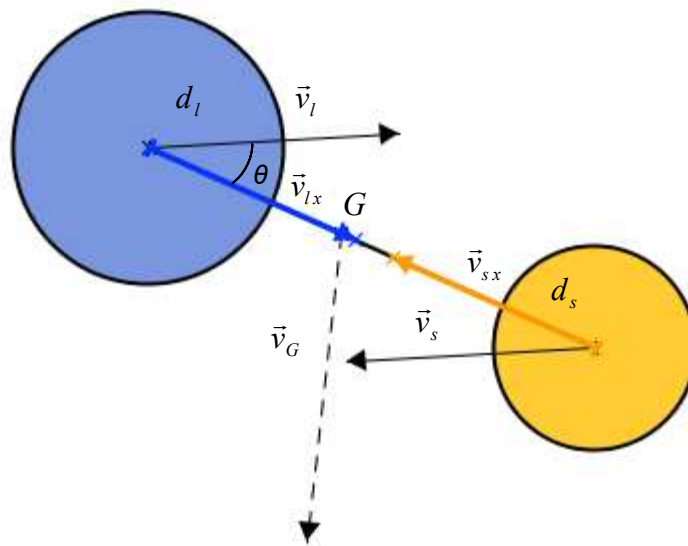


Figure 101. Projection de la vitesse des gouttes sur la ligne joignant leurs centres dans le repère du centre de masse (voir Figure 94).

On écrit alors que l'énergie efficace, notée E_{eff} , est l'énergie cinétique de réflexion $E_{cin \ x}$ diminuée d'une énergie dissipée par viscosité, que l'on suppose proportionnelle (de façon constante) à l'énergie cinétique totale E_{cin} . Cette dernière hypothèse est liée au fait que les mouvements internes du liquide dans la goutte formée après collision, qui sont responsables de la dissipation visqueuse, se font dans toutes les directions comme cela est montré sur la Figure 100. Cette énergie efficace s'exprime donc ainsi :

$$E_{eff} = E_{cin \ x} - k E_{cin} \quad (102)$$

où k est une constante de proportionnalité dépendant a priori de la viscosité du liquide.

La transition entre le régime de séparation par réflexion et la coalescence est liée au rapport entre l'énergie cinétique efficace E_{eff} et l'énergie de surface E_{sur} . On appellera We_{eff} ce rapport, et en introduisant l'équation (101) :

$$We_{eff} = \frac{E_{eff}}{E_{sur}} = \frac{E_{cin}(1-b^2) - kE_{cin}}{E_{sur}} \quad (103)$$

soit :

$$We_{eff} = We(1-b^2 - k) \quad (104)$$

En prenant un paramètre d'impact b nul :

$$We_{eff} = We(1 - k) \quad (105)$$

Or, d'après nos expériences, le nombre de Weber de transition entre réflexion et coalescence, noté We_{re} , est de l'ordre de 0,45 pour un paramètre d'impact $b = 0$.

On a alors :

$$k = 1 - \frac{We_{eff}}{We_{re}} \quad (106)$$

L'équation (104) donne ainsi :

$$We_{eff} = We \left(\frac{We_{eff}}{We_{re}} - b^2 \right) \quad (107)$$

On obtient enfin le paramètre d'impact critique désignant la courbe de transition entre réflexion et coalescence :

$$b_c = \sqrt{\frac{We_{eff}}{We_{re}}} \sqrt{1 - \frac{We_{re}}{We}} \quad (108)$$

De plus, lorsque le nombre de Weber tend vers l'infini, nos mesures montrent que $b_c = 0,28$. D'après cette valeur, ainsi que celle de $We_{re} \approx 0,45$, nous obtenons $We_{eff} \approx 0,035$ conduisant à une valeur $k = 0,92$. La courbe issue de cette expression est représentée sur la Figure 102. La comparaison avec les valeurs obtenues expérimentalement pour différents rapports de diamètres Δ semble relativement satisfaisante, indiquant que ce nouveau modèle semi-empirique peut s'appliquer à la collision des gouttes de tailles différentes.

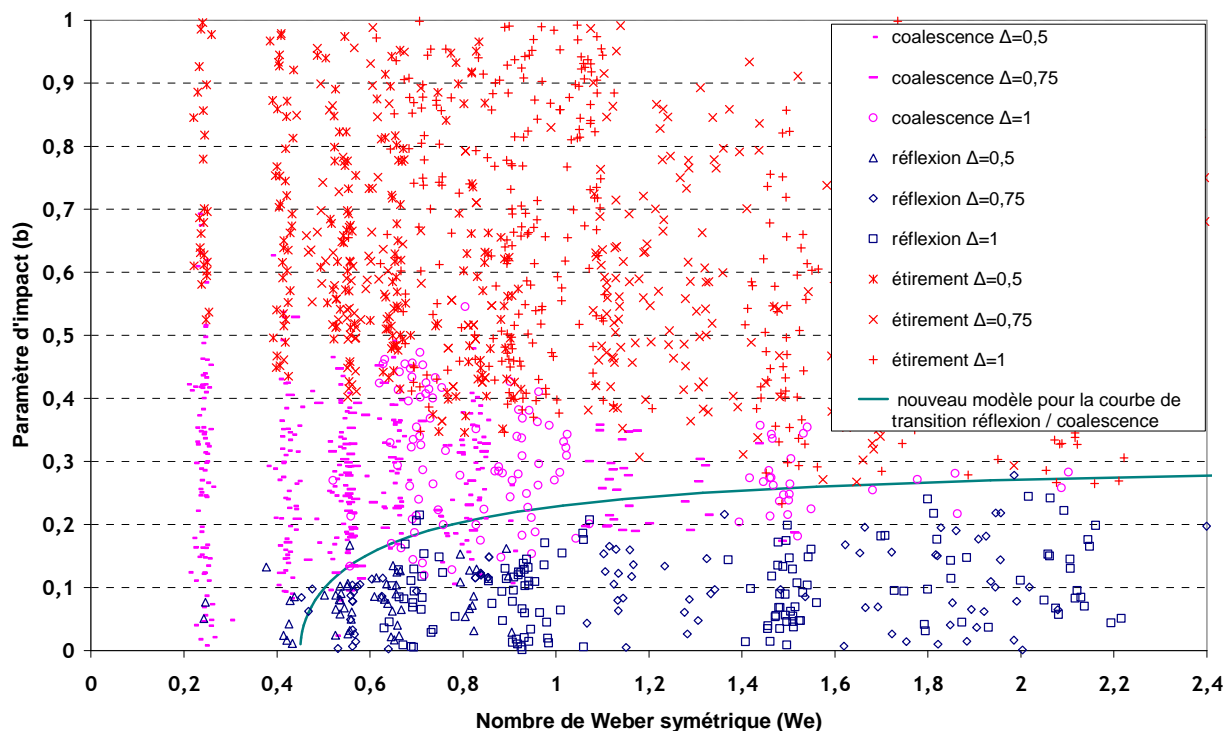


Figure 102. Comparaison de la courbe représentative de la transition réflexion / coalescence du nouveau modèle avec les données expérimentales.

5.4. *Modèle pour la courbe frontière Étirement / Coalescence*

De la même manière que pour la courbe frontière examinée dans le paragraphe précédent, l'introduction du nombre de Weber symétrique nous a conduit à élaborer un nouveau modèle, présenté dans ce paragraphe, visant à donner une représentation correcte de la transition entre coalescence et étirement sur la base de considérations énergétiques, tout en s'affranchissant du rapport des diamètres Δ . Les observations expérimentales du régime de séparation par étirement montrent que plus le paramètre d'impact est important, plus les deux gouttes tendent à s'étirer. Ainsi, lorsque l'excentricité de la collision augmente, le filament joignant les gouttes « parents » s'allonge de plus en plus jusqu'à la formation de fines gouttelettes satellites comme le montre la Figure 103. C'est ce phénomène qui est responsable de la séparation des gouttes. On remarque que l'augmentation du paramètre d'impact, pour des collisions à nombre de Weber équivalent, favorise une séparation plus rapide. On peut donc supposer que seule l'énergie cinétique des gouttes relative à l'étirement, en compétition avec l'énergie de surface, rentre en jeu lors de ce type de collision. Cette fraction de l'énergie cinétique totale des gouttes diminue lorsque le paramètre d'impact diminue, entraînant, à partir d'un certain seuil, la coalescence.

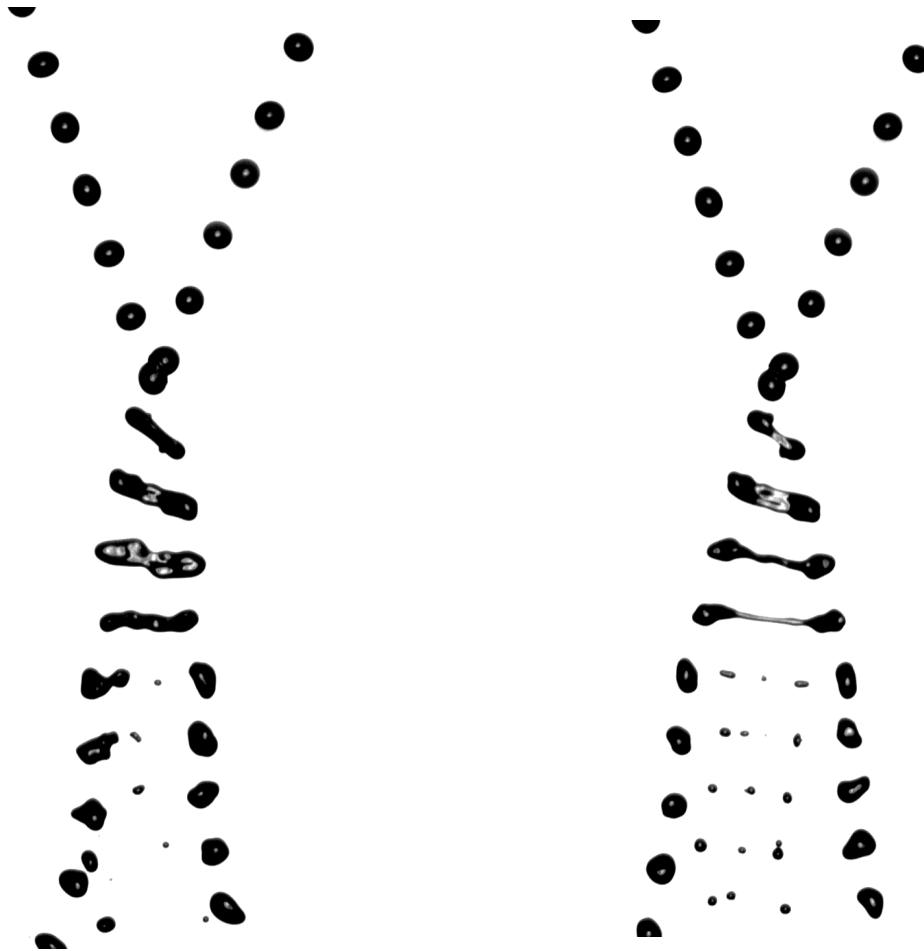


Figure 103. Comparaison entre deux séparation par étirement ($d = 330 \mu\text{m}$): a) $We_s = 51,2$, $b = 0,53$
 b) $We_s = 51,06$, $b = 0,72$.

L'hypothèse de base du modèle que nous avons développé pour représenter la transition entre coalescence et étirement réside donc dans le calcul de l'énergie cinétique de collision à partir des vitesses des gouttes projetées perpendiculairement à la ligne joignant leurs centres. Ces vitesses, dénommées v_{ly} pour la grosse goutte et v_{sy} pour la petite goutte, sont obtenues dans le repère du centre de masse à partir de l'équation (109) et sont représentées sur la Figure 104.

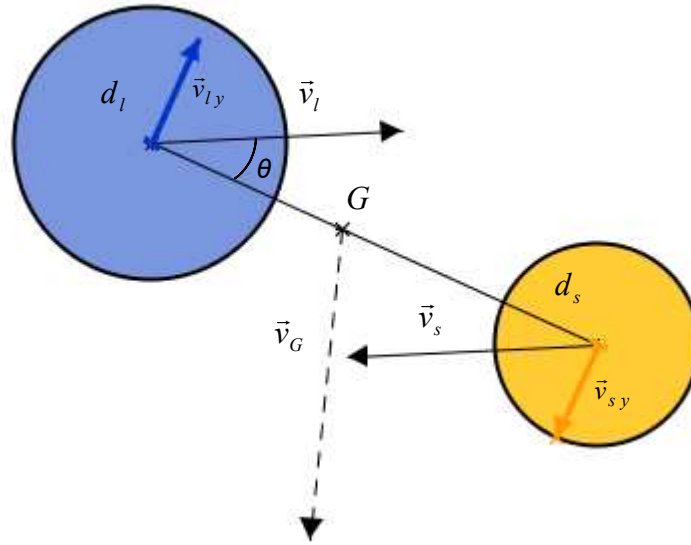


Figure 104. Projection de la vitesse des gouttes perpendiculairement à la ligne joignant leurs centres dans le repère du centre de masse.

A partir de l'équation (99) reliant l'angle θ et le paramètre d'impact b , on déduit pour les vitesses d'étirement :

$$v_{ly}^2 = v_l^2 \sin^2 \theta = v_l^2 b^2$$

$$v_{sy}^2 = v_s^2 \sin^2 \theta = v_s^2 b^2$$
(109)

Et donc l'énergie cinétique d'étirement :

$$E_{cin,y} = E_{cin} b^2$$
(110)

Cette énergie cinétique est alors comparée à l'énergie de surface impliquée dans le mouvement des gouttes. On détermine cette dernière à partir de la distance de pénétration Y représentée sur la Figure 105.

$$Y = (r_s + r_l)(1-b)$$
(111)

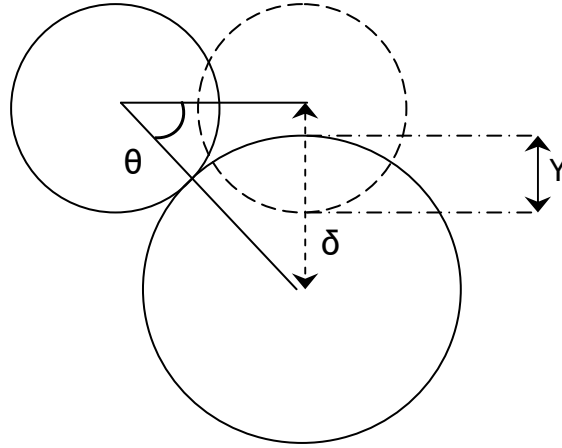


Figure 105. Schéma descriptif de la distance de pénétration Y d'une goutte dans l'autre lors de la séparation par étirement.

où δ est le paramètre d'impact dimensionnel défini sur la Figure 8. Les surfaces mises en jeu durant le choc sont proches des calottes sphériques de hauteur Y , soient :

$$\begin{aligned} S_l &= 2\pi r_l Y \quad \text{pour la grosse goutte,} \\ S_s &= 2\pi r_s Y \quad \text{pour la petite goutte,} \end{aligned} \quad (112)$$

conduisant ainsi à une énergie de surface totale :

$$E_{sur y} = 2\pi\sigma(r_s + r_l)^2(1-b) \quad (113)$$

En introduisant l'énergie de surface E_{sur} correspondant aux deux gouttes initiales avant collision on a :

$$E_{sur y} = E_{sur} \frac{(r_s + r_l)^2}{2(r_s^2 + r_l^2)}(1-b) \quad (114)$$

Le nombre de Weber correspondant à l'étirement, représentant la compétition entre l'énergie cinétique d'étirement et l'énergie de surface d'étirement est donc :

$$We_{etir} = \frac{E_{cin y}}{E_{sur y}} = We \frac{2b^2}{(1-b)} \frac{r_s^2 + r_l^2}{(r_s + r_l)^2} \quad (115)$$

Or, comme $0 \leq \Delta \leq 1$,

$$\frac{1}{2} \leq \frac{r_s^2 + r_l^2}{(r_s + r_l)^2} = \frac{1 + \Delta^2}{(1 + \Delta)^2} \leq 1 \quad (116)$$

On a donc :

$$We_{etir} \approx We \frac{2b^2}{(1-b)} \quad (117)$$

Ce qui donne, en ne gardant que la racine réelle :

$$b_c = \frac{\sqrt{We_{etir}^2 + 8We_{etir}We} - We_{etir}}{4We} \quad (118)$$

A partir de nos résultats obtenus expérimentalement, cette expression donne une représentation correcte de la transition entre coalescence et séparation par étirement pour une valeur

$We_{\text{etir}} = 0,53$. La courbe obtenue pour cette valeur a été superposée aux points expérimentaux sur la Figure 106. Notons que ce modèle ne prend pas en compte de dissipation visqueuse mais l'expression obtenue est suffisante pour représenter les résultats expérimentaux. Ceci peut se comprendre par le fait que les mouvements internes sont moins importants que dans le cas de la séparation par réflexion, donc la dissipation visqueuse doit être moins conséquente.

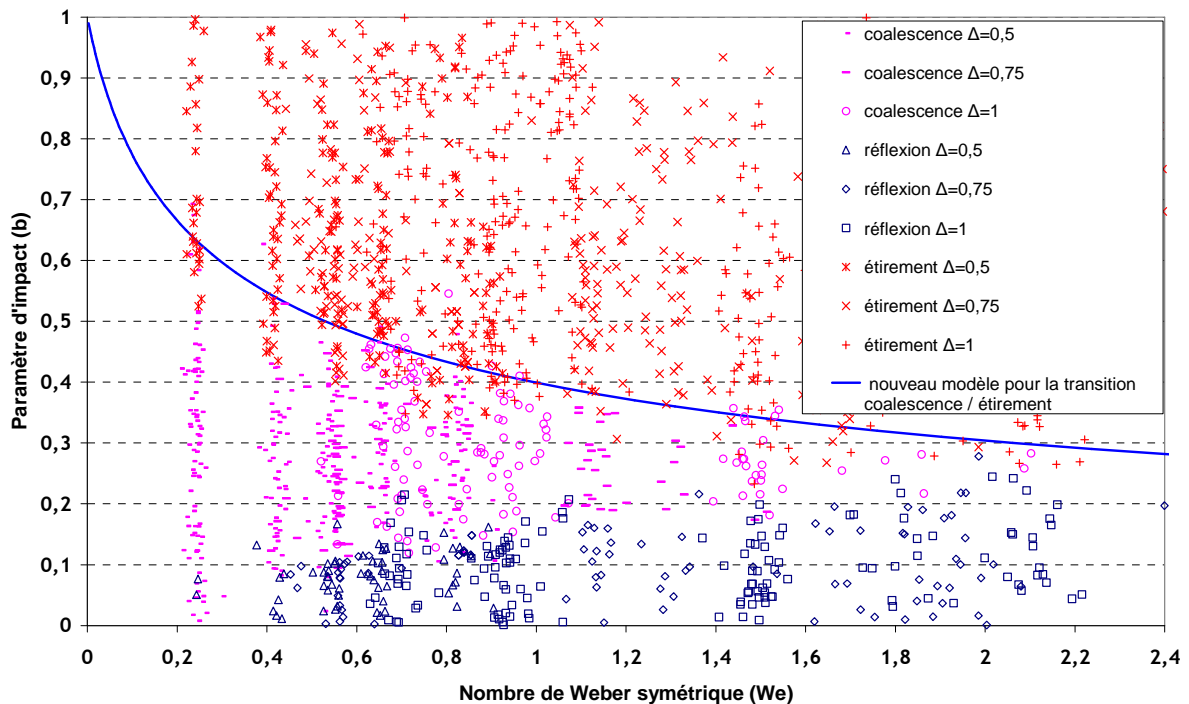


Figure 106. Comparaison de la courbe représentative de la transition coalescence / étirement du nouveau modèle avec les données expérimentales.

5.5. *Modèle pour la courbe frontière Réflexion / Etirement*

Comme il a été montré auparavant, aucun modèle n'a été, jusqu'à maintenant, développé expressément pour rendre compte de la transition entre les régimes de séparation observés pour un nombre de Weber supérieur à 120 (correspondant à un nombre de Weber symétrique de 2,5). Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus font seulement état de l'occurrence des régimes de réflexion et d'étirement pour cette plage de nombre de Weber. D'après la Figure 97, on constate clairement que la valeur critique du paramètre d'impact conduisant au passage d'un régime à l'autre demeure relativement constante même si le nombre de Weber augmente sensiblement. C'est sur ce dernier constat que s'est basé notre raisonnement pour élaborer un modèle apte à décrire cette transition. L'hypothèse que nous avons émise se traduit par l'incapacité des forces de tension superficielle à entraver les forces d'étirement et de réflexion provenant de l'énergie cinétique des gouttes. Ainsi seule la compétition entre la fraction de l'énergie cinétique œuvrant en faveur de l'étirement et celle conduisant à la réflexion reste prépondérante.

On utilise pour décrire cette compétition un nombre sans dimension qui est le rapport de l'énergie efficace E_{eff} (exprimée par l'équation (102)) et l'énergie cinétique dans la direction perpendiculaire $E_{cin y}$ (exprimée par l'équation (110)) :

$$R_{Ref / etir} = \frac{E_{cin x} - kE_{cin}}{E_{cin} b^2} = \frac{1 - b^2 - k}{b^2} \quad (119)$$

D'où l'expression du paramètre critique d'impact désignant la transition entre réflexion et étirement :

$$b_c = \sqrt{\frac{1 - k}{1 + R_{Ref / etir}}} \quad (120)$$

Avec $k = 0,92$ déjà utilisée et en fixant la valeur de $R_{Ref / Etir}$ à $0,25$ d'après nos expériences, on parvient à obtenir une courbe frontière entre réflexion et séparation par étirement proche des résultats expérimentaux et indépendante du nombre de Weber, comme le montre la Figure 107. Physiquement, le fait que cette valeur soit faible indique qu'à la transition, une partie importante de l'énergie cinétique d'impact suivant la ligne des centres est dissipée par viscosité.

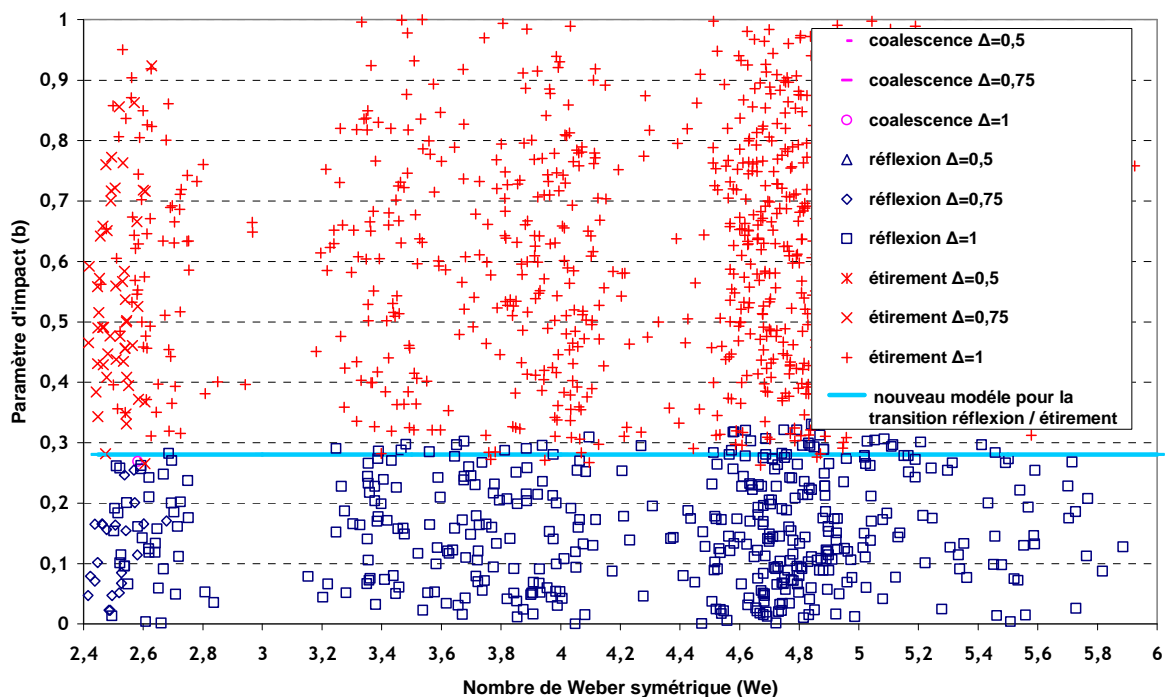


Figure 107. Comparaison de la courbe représentative de la transition réflexion / étirement du nouveau modèle avec les données expérimentales.

5.6. Comparaison des modèles proposés avec les résultats expérimentaux

Les courbes représentatives des trois nouveaux modèles, proposés dans les paragraphes précédents, pour les transitions entre les régimes de collision observés en air ambiant avec des gouttes d'eau et pour un nombre de Weber symétrique $We < 6$, est représenté sur la Figure 108 et superposé à l'ensemble des résultats obtenus expérimentalement.

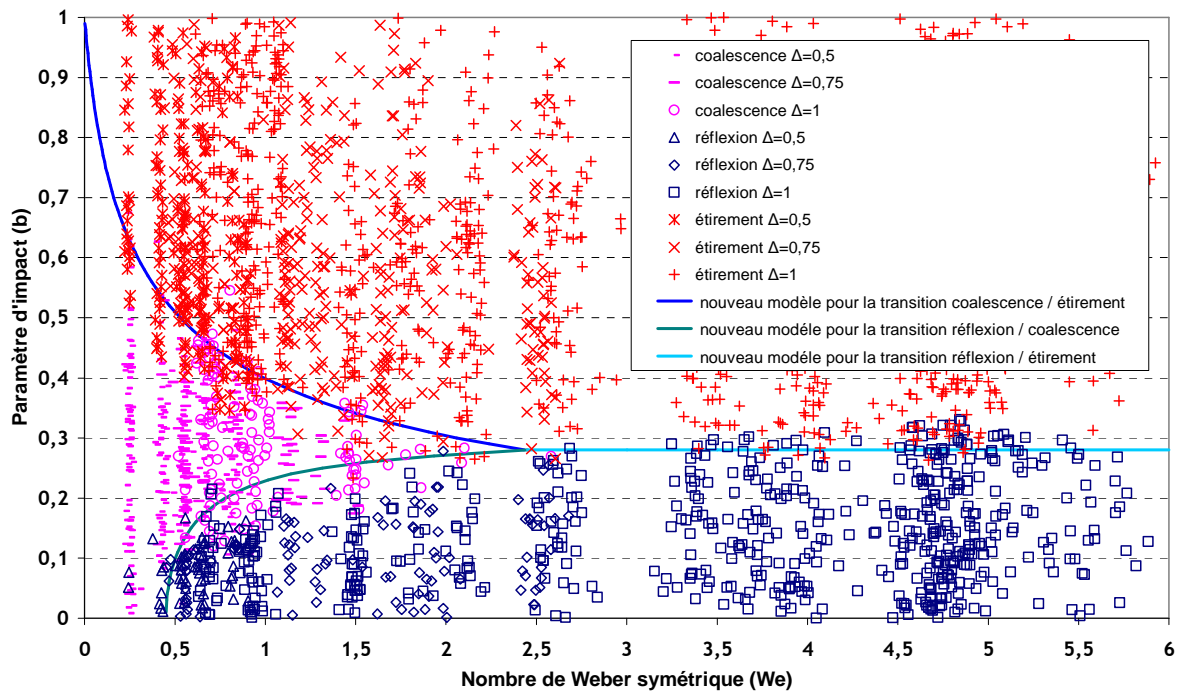


Figure 108. Comparaison des courbes représentatives des transitions entre les régimes de réflexion, d'étirement et de coalescence du nouveau modèle avec les données expérimentales.

Ces trois nouveaux modèles semblent bien concorder avec les résultats expérimentaux et donnent une unification des différentes courbes de transition entre les régimes, sans avoir à tenir compte du rapport des diamètres Δ .

La superposition de ces courbes avec celles proposées par Ashgriz et Poo [4] pour $\Delta = 1$ est également présentée sur la Figure 109.

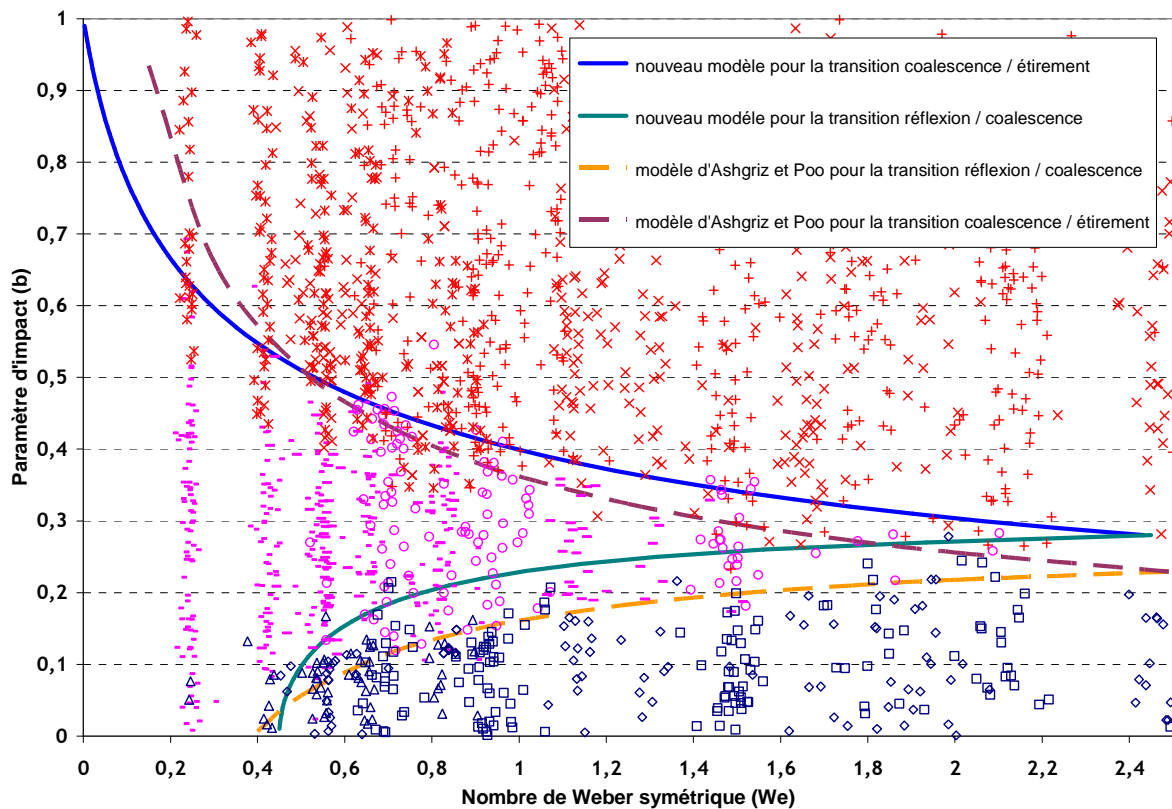


Figure 109. Comparaison des courbes représentatives des transitions entre les régimes de réflexion, d'éirement et de coalescence des nouveaux modèles avec les courbes d'Ashgriz et Poo [4] pour $\Delta = 1$.

En comparant ces nouveaux modèles avec les courbes expérimentales (voir Figure 110), on s'aperçoit que notre expression pour la transition entre réflexion et coalescence tend à surestimer légèrement la valeur du paramètre d'impact critique b_c pour des valeurs du nombre de Weber symétrique comprises entre 0,5 et 1,5. Notons cependant que l'erreur relative sur la valeur de b est plus importante pour ces petites valeurs. L'écart au niveau de b_c pour les valeurs de We en dessous de cette gamme n'est quant à lui pas représentatif, du fait que la courbe expérimentale ne donne pas clairement le point d'apparition du régime de réflexion. D'autre part, on constate que les expressions issues des nouveaux modèles pour les transitions entre coalescence / étirement et entre réflexion / étirement donnent des valeurs très satisfaisantes proches de celles fournies par les courbes expérimentales. Ce travail constitue une avancée importante dans la modélisation de la collision binaire de gouttes d'eau en atmosphère ambiante, en apportant une représentation correcte des transitions entre les différents régimes de collision pour des gouttes d'eau de tailles variées. En plus de leur faculté à prendre en compte la polydispersion, les modèles que nous avons développés permettent donc de considérer une gamme étendue de vitesses de gouttes et pourraient venir en remplacement de ceux proposés par Ashgriz et Poo.

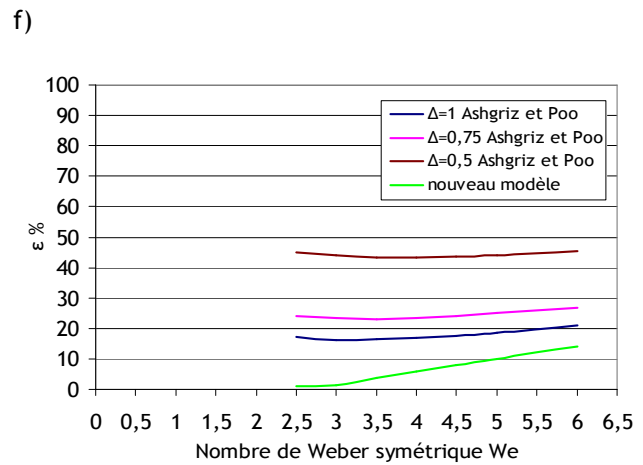
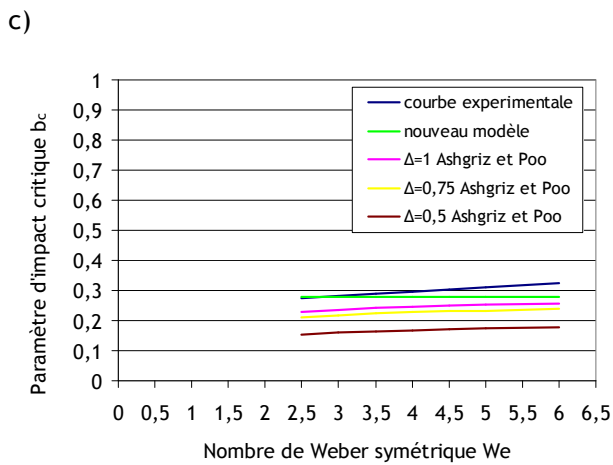
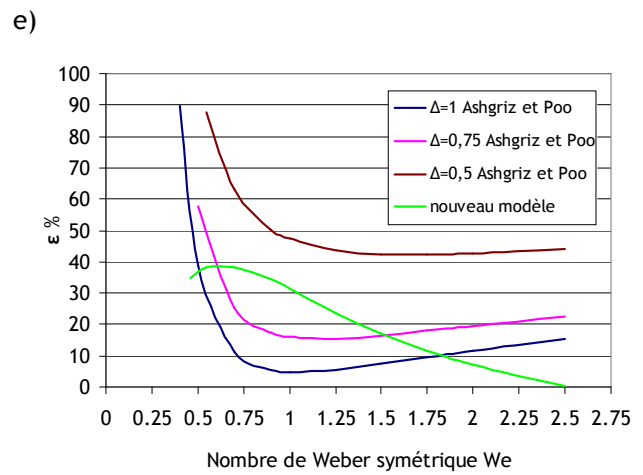
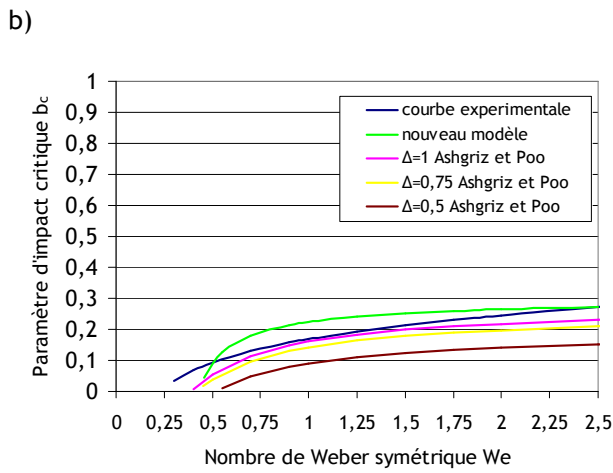
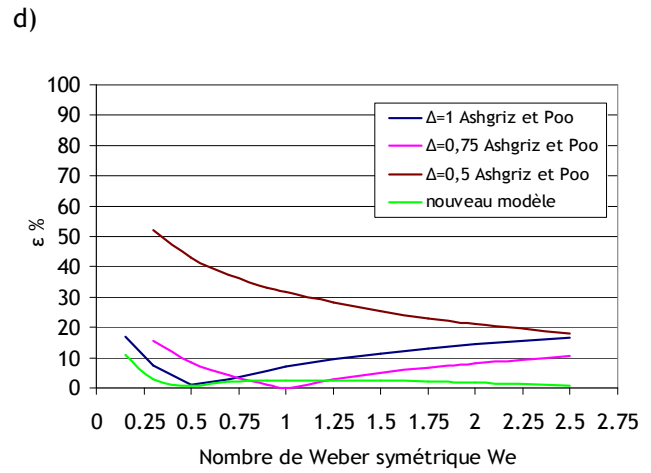
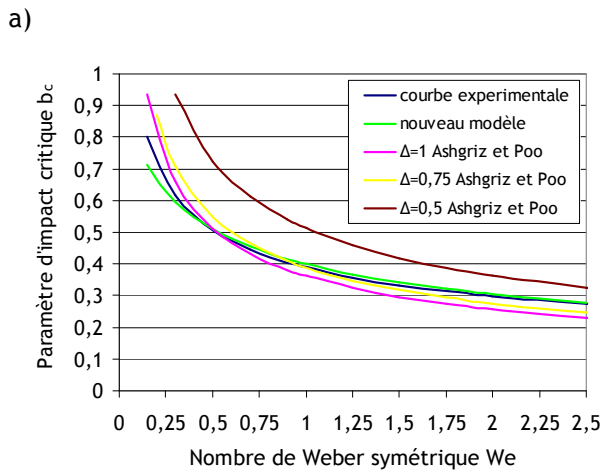


Figure 110. Courbes de transition : a), d) coalescence / séparation par étirement, b), e) coalescence / séparation par réflexion, c), f) séparation par réflexion / séparation par étirement. Partie de gauche : paramètre d'impact critique b_c . Partie de droite : différence relative ϵ (voir équation (98)) entre les paramètres d'impact critiques issus des expressions semi-empirique (« courbes expérimentales »), des nouveaux modèles et du modèle d'Ashgriz et Poo ($\Delta = 0,5 ; 0,75 ; 1$).

5.7. **Modèle empirique pour la courbe frontière du domaine du régime de rebond**

Les résultats expérimentaux, présentés dans le chapitre 1, ont fait état de l'apparition du régime de rebond lors de collision de gouttes d'eau pour diverses conditions de la phase gazeuse caractéristiques du scénario accidentel étudié. Ce régime a pu être observé en atmosphère ambiante pour des valeurs faibles du nombre de Weber et des paramètres d'impact élevés. En outre, les campagnes expérimentales menées sous pression et avec plusieurs concentrations d'hélium ont montré l'évolution des frontières de son domaine avec la modification des caractéristiques de la phase gazeuse, telles que la viscosité dynamique et la masse volumique. Nous avons également vu que le seul modèle proposé jusqu'à maintenant pour la courbe frontière liée au régime de rebond (détaillé par Estrade [24]) ne permet pas de prendre en compte l'évolution du domaine du rebond en fonction des paramètres liés à la phase gazeuse, malgré un ajustement du facteur de forme φ_c . L'analyse de la littérature sur l'influence du gaz, détaillée dans la partie 2.3.1, a montré que seule l'étude de Qian et Law [82] s'était intéressée à l'évolution des différents régimes pour diverses atmosphères d'hélium et d'azote et avait démontré le développement du rebond lors de l'augmentation de la viscosité ou de la densité du gaz.

Dans le but de prendre en compte ces paramètres, promoteurs du régime de rebond, nous avons donc tenté de représenter, dans un premier temps, les courbes frontières de ce domaine, obtenus expérimentalement dans le cadre de notre étude ainsi que de celle de Qian et Law [82] pour des gouttes d'eau, en fonction du nombre de Weber, de la viscosité dynamique et de la masse volumique du mélange gazeux ainsi que du diamètre des gouttes (voir Figure 111).

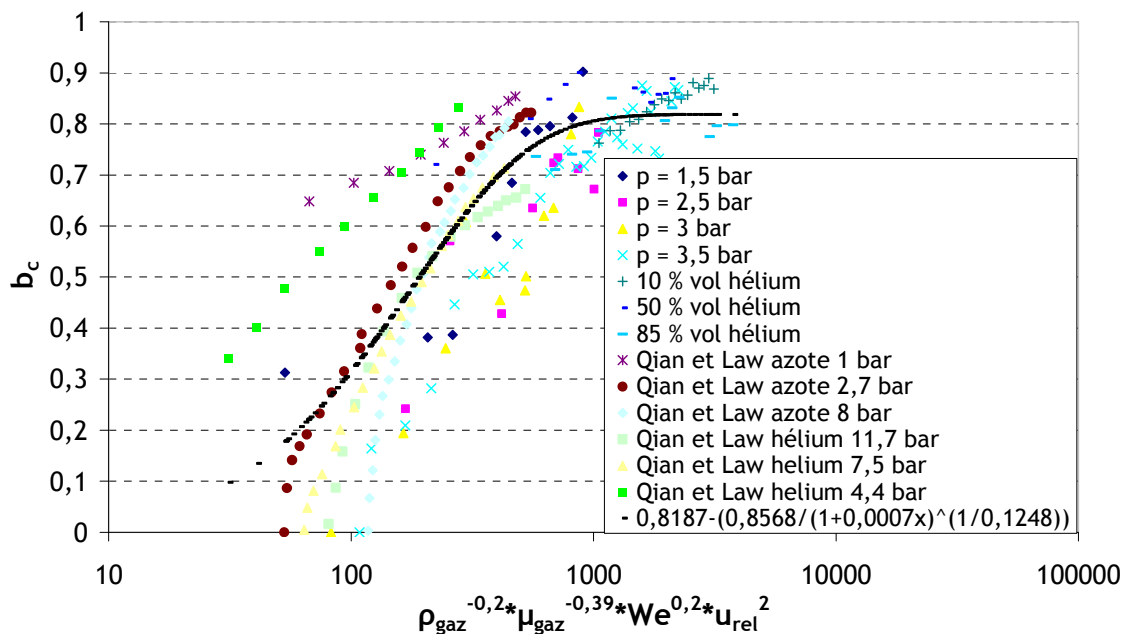


Figure 111. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issues de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique, de la viscosité et de la masse volumique du gaz ainsi que de la vitesse relative entre les gouttes.

Le nombre de Weber symétrique a également été utilisé mais ne donne à lui seul aucun regroupement des courbes compte tenu de sa fonction dédiée à s'affranchir des différences de tailles de gouttes qui sont ici similaires lors de chaque expérience. Une courbe de tendance, représentative de l'ensemble des points a été tracée en rose (x représente l'abscisse de cette figure pour l'expression de cette courbe). Néanmoins, si celle-ci donne une valeur moyenne correcte pour la partie haute des points du graphique, elle semble moins adaptée pour la partie inférieure.

Dans un second temps, afin d'améliorer le regroupement des courbes frontières et de caractériser l'action des forces de viscosité du gaz sur la déformation des gouttes lors de leur approche et donc l'épaisseur du film gazeux piégé entre elles, le nombre d'Ohnesorge a été utilisé comme paramètre représentatif en plus du nombre de Weber symétrique. L'ensemble des courbes frontières du domaine du rebond, considérées auparavant, a été représenté sur la Figure 112 en fonction de ces deux paramètres, montrant ainsi leur dépendance aux propriétés de la phase gazeuse.

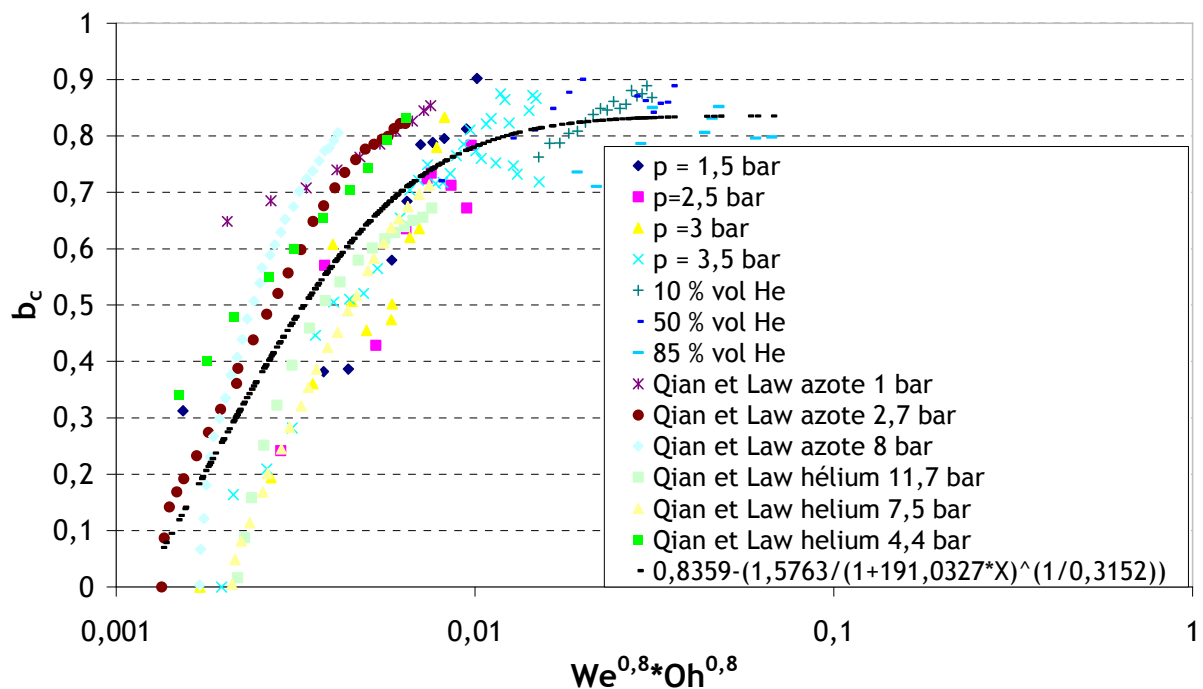


Figure 112. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issu de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique et du nombre d'Ohnesorge.

Le même formalisme a également été utilisé ici pour la courbe de tendance moyenne, et montre que l'ensemble des points est plus resserré, comme on peut le voir en comparant les résultats de Qian et Law pour de l'hélium à 4,4 bar sur la Figure 112 et la Figure 111. Les résultats ne s'étalent alors plus que sur deux décades (en abscisse) au lieu de trois dans le cas précédent.

Une dernière représentation des courbes frontières du régime de rebond a été envisagée en tenant compte de la compétition entre la dissipation énergétique liée au frottement du gaz et l'énergie cinétique de la goutte. Dans cette optique, le nombre de Stokes, donné par l'équation (121) et se basant sur le diamètre de la goutte comme longueur caractéristique, a été ajouté au produit du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge, dans la représentation des courbes de transition.

$$St = \frac{\rho_{liq} u_{rel} d}{4 \mu_{gaz}} \quad (121)$$

Les points obtenus sont donnés sur la Figure 113. On constate que l'utilisation du nombre de Stokes dans la caractérisation des courbes frontières ne conduit ici à aucune amélioration quant au regroupement des différentes courbes, en comparaison aux résultats obtenus uniquement avec les nombres de Weber et d'Ohnesorge.

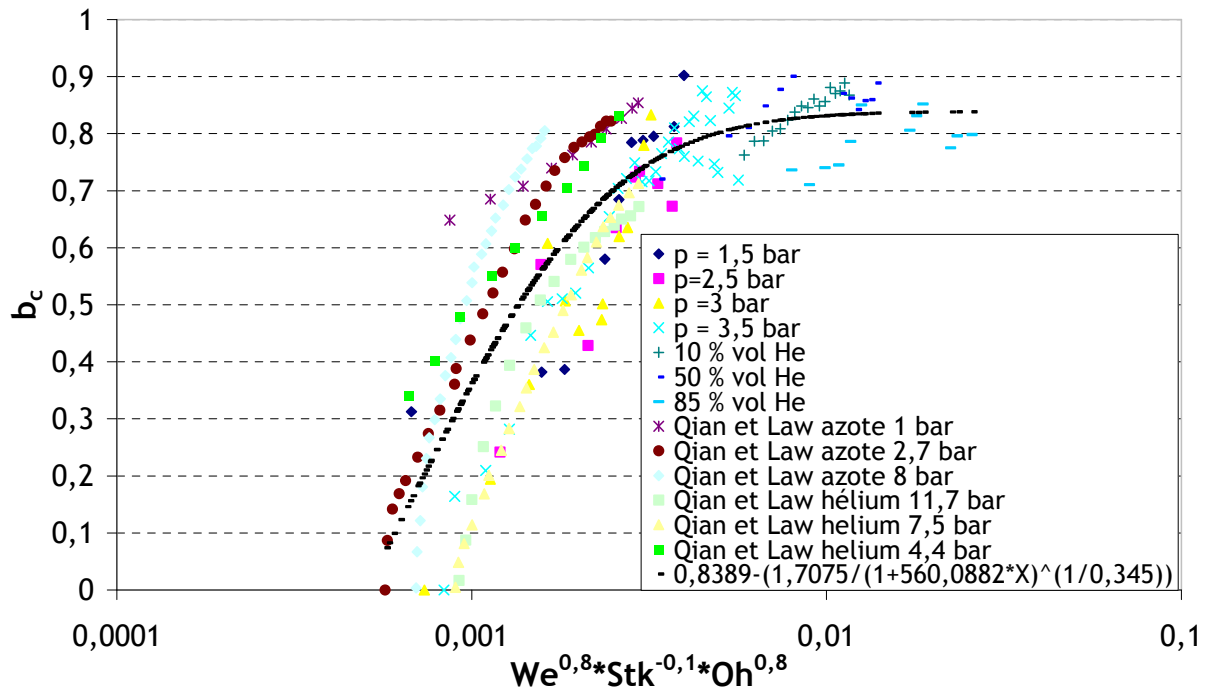


Figure 113. Courbes frontières du régime de rebond dans différentes conditions gazeuses issu de notre étude et de celle de Qian et Law [82] en fonction du nombre de Weber symétrique, du nombre de Stokes et du nombre d'Ohnesorge.

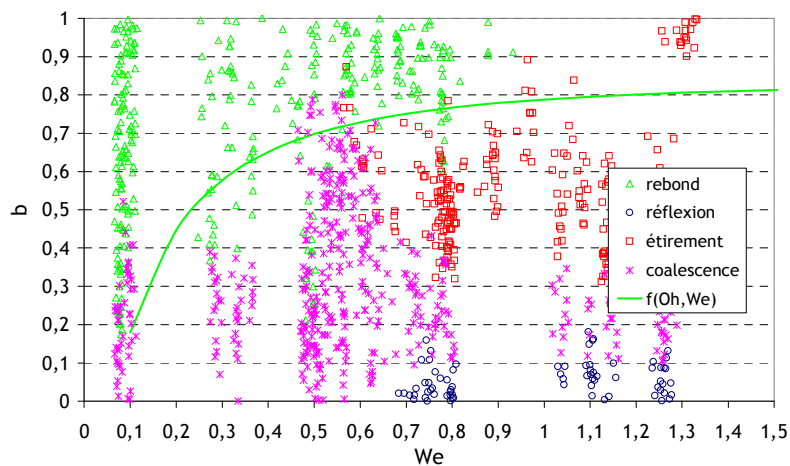
D'autres essais de représentations, utilisant notamment le nombre de Reynolds Re se sont avérés infructueux. Au vu des différents paramètres que nous avons étudiés dans le but d'obtenir une courbe frontière pour le régime de rebond, il s'avère difficile d'unifier l'ensemble de nos résultats ainsi que ceux de Qian et Law. L'évolution caractérisée du régime de rebond en fonction de paramètres liés à la phase gazeuse nous a encouragés à tracer ces courbes frontières en fonction de la masse volumique et de la viscosité du gaz, ou de quantités adimensionnelles telles que le nombre d'Ohnesorge et de Stokes. Même si l'utilisation de certains de ces paramètres, comme le nombre d'Ohnesorge, semble appropriée et donne une première approximation de l'évolution de la courbe frontière du rebond, cette représentation n'apparaît pas totalement satisfaisante. De ce fait, la prise en compte d'autres grandeurs telles que le libre parcours moyen du gaz, par l'intermédiaire du nombre de Knudsen par exemple, fait l'objet d'études récentes telle que celle de Bach *et al.* [5]. Ceux-ci se sont en effet intéressés à la transition entre rebond et coalescence pour de très faibles valeurs du nombre de Weber et ont remarqué que seul le libre parcours moyen des molécules gazeuses était affecté par la pression, accroissant ainsi l'occurrence du rebond. De même, Loch *et al.* [51] proposent de s'intéresser aux

instabilités de la surface des gouttes et de déterminer si leur amplitude est plus importante que l'épaisseur du film gazeux. Ils utilisent également un nombre d'Ohnesorge caractéristique du liquide et un autre pour le gaz, mais ne parviennent malheureusement pas à un modèle complet. Il semble de ce fait que la transition entre coalescence et rebond nécessite de nouvelles recherches dont certaines pistes ont été proposées récemment.

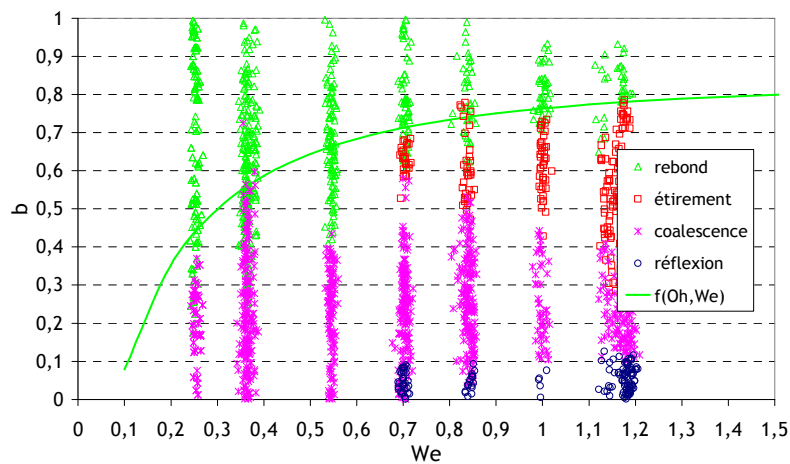
La courbe de tendance proposée et représentée sur la Figure 112, fonction du produit du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge constitue néanmoins une approximation relativement proche de nos résultats et donnant le coefficient de régression maximum. Son équation, sensiblement valable pour $0,1 < We < 2,8$ et $0,001 < Oh < 0,01$ est donnée par :

$$b_c = 0,8359 - \frac{1,5763}{\left(1 + 191,0327 \times We^{0,8} Oh^{0,8}\right)^{1/0,3152}} \quad (122)$$

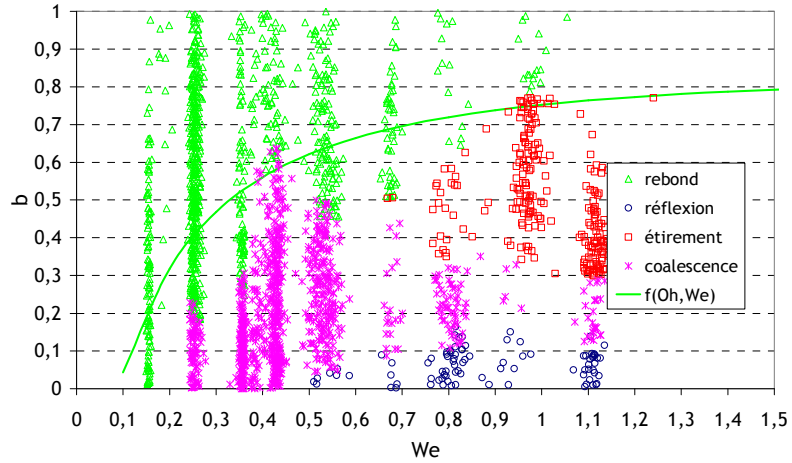
Afin de comparer l'évolution de cette courbe à nos points expérimentaux obtenus pour différentes conditions dans la phase gazeuse, celle-ci est superposée aux résultats acquis sous diverses pressions d'air sur la Figure 111 et pour les trois mélanges d'air et d'hélium distincts sur la Figure 115.



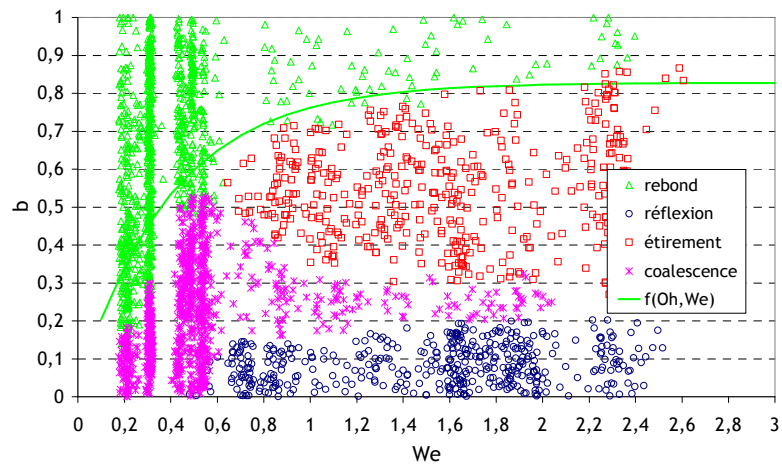
a)



b)



c)



d)

Figure 114. Représentation de la courbe frontière du régime de rebond donnée par l'équation (122) en fonction des conditions de pression a) $P_{abs} = 1,5$ bar, b) $P_{abs} = 2,5$ bar, c) $P_{abs} = 3$ bar, d) $P_{abs} = 3,5$ bar.

On constate que la courbe proposée donne une représentation relativement correcte de la frontière du régime de rebond proche des résultats expérimentaux dans les différents cas. Celle-ci tend néanmoins à surestimer cette frontière pour les valeurs faibles du nombre de Weber (<1) mais constitue une approximation acceptable quant à l'influence de la modification de la pression sur la collision des gouttes lors de la phase accidentelle étudiée. De même, la superposition de la courbe proposée avec les points expérimentaux obtenus sous diverses concentrations d'hélium semble convenable (Figure 115). Cependant, une étude des régimes de collision à nombre de Weber plus faible est à envisager afin de valider ce modèle empirique, en particulier pour de faibles concentrations d'hélium. Ce modèle pourra donc être préféré à celui d'Estrade pour la prise en compte de l'influence des conditions réacteur.

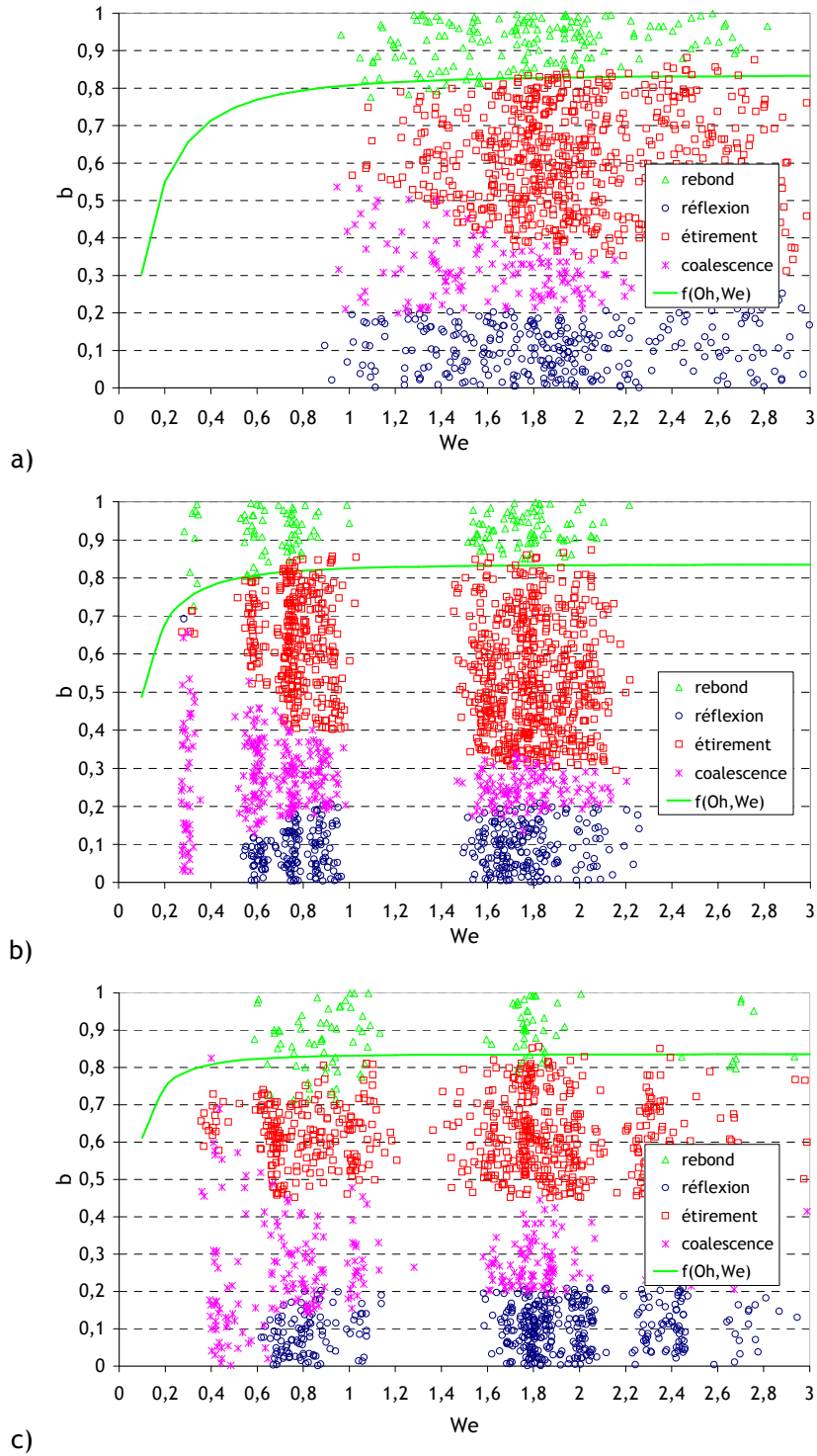


Figure 115. Représentation de la courbe frontière du régime de rebond donnée par l'équation (122) en fonction de la concentration en hélium a) 10 % he vol, b) 50 % he vol, c) 85 % he vol.

6 Application aux sprays

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et présentés dans les chapitres précédents, de même que les modèles qui ont pu en être proposés, visent à obtenir une meilleure caractérisation du phénomène de collision entre deux gouttes d'eau. Partant des constats effectués sur les différents régimes de collision ainsi que sur leur occurrence, cette dernière partie vise à extrapoler les observations faites sur deux gouttes d'eau à un ensemble de gouttes. Un point important réside dans l'aspect uniquement prospectif de cette démarche, qui n'a donc aucunement la prétention d'être exhaustive vis-à-vis d'une modélisation complète de l'interaction globale des gouttes dans un ou plusieurs sprays. Le but recherché au travers des travaux présentés dans ce qui suit est d'analyser les pistes de même que la faisabilité quant à l'utilisation des modèles et résultats obtenus pour la collision binaire sur un ensemble de gouttes plus important. Dans cette optique, deux méthodes parallèles ont été envisagées : une première passant par la mesure des tailles et des vitesses des gouttes dans les sprays et une seconde s'attachant à simuler les collisions des gouttes dans une population définie. La campagne de mesures expérimentales réalisées a permis d'analyser la dispersion des gouttes en taille et en vitesse par l'intermédiaire de distributions granulométriques illustrant les diverses zones d'un spray dans un premier temps, puis de deux sprays en interaction par la suite. Les simulations ont de leur côté montré la possibilité d'appliquer directement dans un programme les modèles que nous avons développés au comportement des gouttes issues de deux buses, lors de leurs collisions.

6.1. Campagne expérimentale sur l'interaction entre deux sprays

Cette dernière phase expérimentale a nécessité de mettre en place un système de mesures capable de recueillir un nombre important de valeurs concernant les caractéristiques des gouttes (tailles et vitesses) à divers endroits d'un spray puis de deux. Ces mesures, qui se veulent malgré tout relativement qualitatives, ont permis de caractériser différentes zones d'un seul spray, puis d'observer son comportement lors de la superposition d'un second.

6.1.1. Dispositif expérimental et mesure PDA

Le montage expérimental utilisé se compose d'une partie hydraulique servant à alimenter les buses d'aspersion, d'un ensemble optique s'appuyant sur le principe de l'anémométrie à phase doppler et d'une table mécanique pilotée servant à déplacer le système. Le circuit hydraulique utilisé pour ces expériences est issu du banc CollGATE : il s'agit de deux réservoirs (représentés sur la Figure 40) dans lesquels est stockée de l'eau osmosée mise sous pression à l'aide d'air comprimé. Ces réservoirs servent à alimenter deux buses d'aspersion présentées sur la Figure 116.



Figure 116. Buses d'aspersion utilisées.

Les buses utilisées, de type cône plein TG-SS 0,5 de la gamme Unijet de chez Spraying Systems ©, ont été choisies en fonction de leur capacité à produire des gouttes avec un faible débit d'eau et donc une faible pression d'air comprimé dans les réservoirs d'alimentation, ceux-ci ayant une contenance limitée (50 L). Le système permet de faire fonctionner une ou deux buses en même temps. La mesure optique de taille et de vitesse des gouttes se fait à l'aide de la technique PDA dérivée de l'anémométrie laser. Un bref résumé de son principe, utilisant le décalage des phases de deux lasers se croisant en un point, est donné par Hadeef et Lenze [32] et rappelé dans l'Annexe 10. Pour chaque point de mesure, le critère de validation fixé est lié à la sphéricité des gouttes. Il est à noter que le taux de validation peut ainsi varier du fait que celui-ci dépend d'un temps de mesure (fixé arbitrairement à 50 s) et non du nombre total de particules viables observé (avec une limite maximale de 65000). Une première phase de cette campagne expérimentale s'est d'abord attachée à caractériser différentes zones d'un seul spray. L'interaction entre deux sprays a été abordée dans un second temps. Il est à noter que ces résultats sont présentés sous la forme de données brutes issues du PDA afin de n'introduire aucun biais de reconstruction de courbes susceptible de fausser nos observations. Il est en effet relativement difficile de choisir les paramètres adéquats définissant une distribution mathématique suffisamment représentative des résultats expérimentaux comme le montre la Figure 117. En effet, les mesures obtenues à la sortie d'une buse ont été ici comparées à plusieurs fonctions de distribution dont le détail est donné dans le paragraphe 1.4.2. De plus, les observations formulées dans les paragraphes qui suivent, sur l'évolution de la distribution granulométrique des gouttes entre 1 spray et 2 sprays en interagissant, auraient été masquées par la reconstruction à l'aide de ces modèles mathématiques.

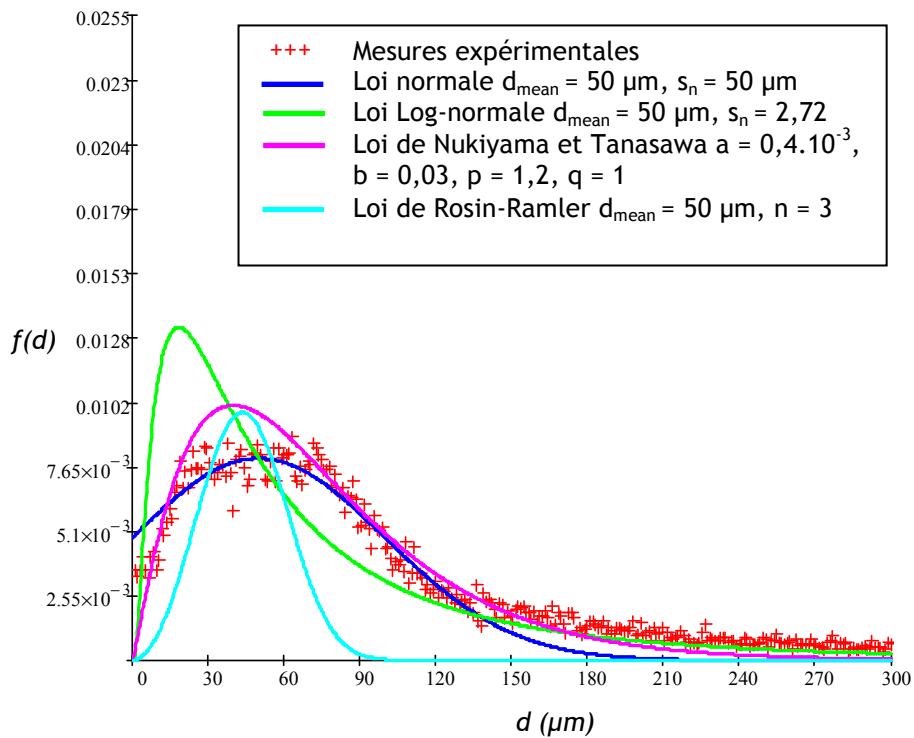


Figure 117. Comparaison de la distribution granulométrique mesurée en sortie de buse avec plusieurs lois mathématiques.

6.1.2. Caractérisation d'un spray

Le but des mesures de taille et de vitesse des gouttes à différents points d'une pulvérisation est d'acquies une idée de l'ampleur de l'interaction entre les gouttes et donc l'influence de leur collision sur leur taille en fonction de la zone observée. Pour ce faire, il a été décidé d'analyser la distribution granulométrique des gouttes à divers endroits de l'axe d'un seul spray en fonction des cartographies des régimes de collision que nous avons obtenus. L'échelle spatiale considérée par la suite utilise le point d'injection centré comme origine, ainsi qu'un axe vertical comme présenté sur la Figure 118.

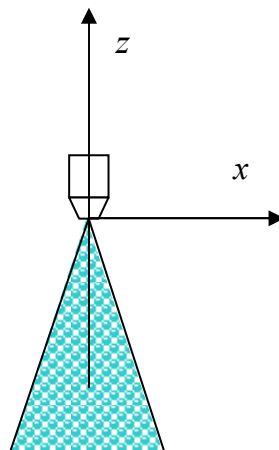


Figure 118. Système de coordonnées lié au spray.

Les distributions granulométriques obtenues à différentes hauteurs du spray sont présentées sur la Figure 119. La première courbe ($z = -2,5$ mm) est représentative de la distribution initiale provenant de la désintégration du jet. Dès lors que l'on s'éloigne de la buse en descendant sur l'axe vertical ($z = -7,5$ mm), une augmentation nette du nombre de gouttes de petite taille ($< 50 \mu\text{m}$) apparaît alors que ce nombre diminue légèrement pour un diamètre proche de $150 \mu\text{m}$. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées afin d'expliquer ces phénomènes qui s'accroissent plus bas ($z = -25$ mm). Une première provient de la pénétration du gaz dans le jet, tendant ainsi à ramener les petites gouttes (ayant moins d'inertie) vers l'axe central du spray. Une seconde hypothèse peut être attribuée au freinage important des petites gouttes à cette distance de la buse conduisant à une zone d'augmentation locale de la concentration. Suite à cette augmentation et à l'élargissement de la gamme des vitesses des gouttes (voir Figure 120), il semble probable que le taux de collision s'accroisse. L'apparition des petites gouttes pourrait de ce fait provenir d'une fragmentation des gouttes de taille plus importante, produisant des gouttelettes satellites lors de leurs collisions, ce qui explique également la disparition de gouttes de diamètre de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ et entraîne une modification de la granulométrie par le biais des collisions entre les gouttes.

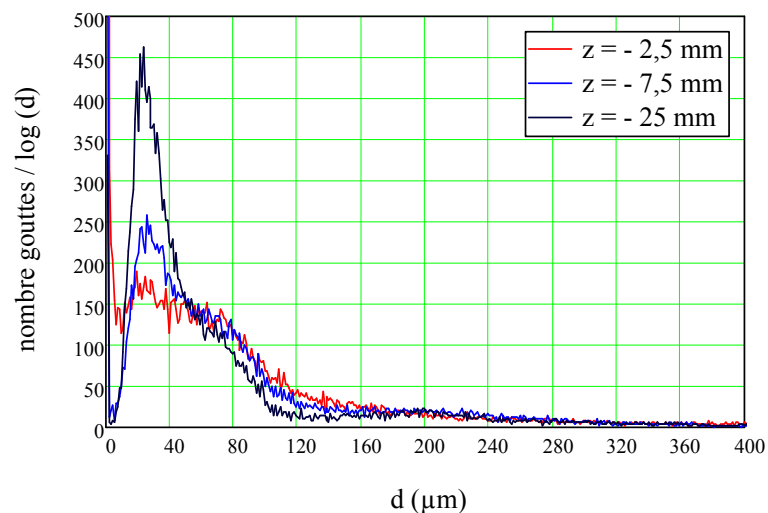


Figure 119. Comparaison des distributions granulométriques des gouttes d'un spray à $x = 0$ mm pour $z = -2,5$ mm, $z = -7,5$ mm, $z = -25$ mm.

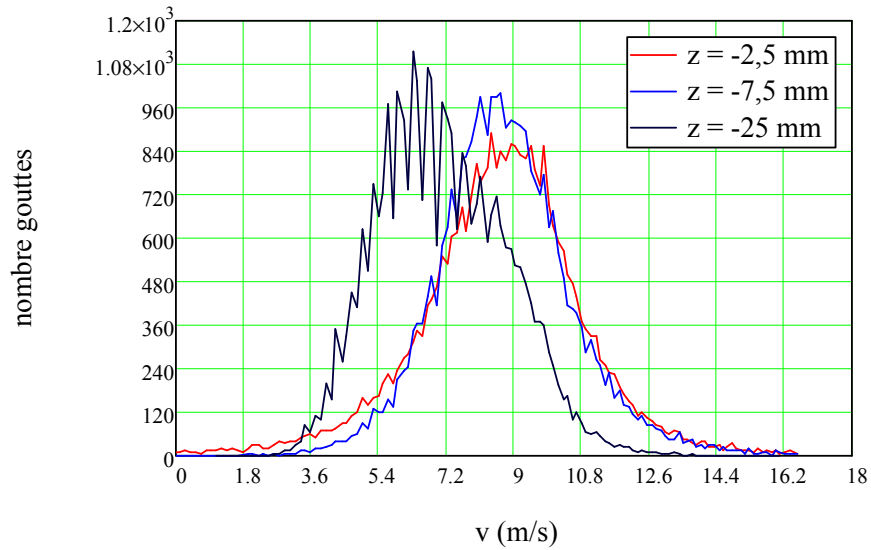


Figure 120. Comparaison des distributions des vitesses des gouttes d'un spray à $x = 0$ mm pour $z = -2,5$ mm, $z = -7,5$ mm, $z = -25$ mm.

Afin d'avoir une idée plus précise des régimes de collision pouvant se produire dans ces conditions, nous nous sommes intéressés aux valeurs que pouvait prendre le nombre de Weber symétrique. Celles-ci ont été calculées pour le couple formé par une goutte de $20\ \mu\text{m}$ et une autre de $200\ \mu\text{m}$ pour les vitesses observées à $z = -25$ mm, et ont été représentées sur la Figure 121.

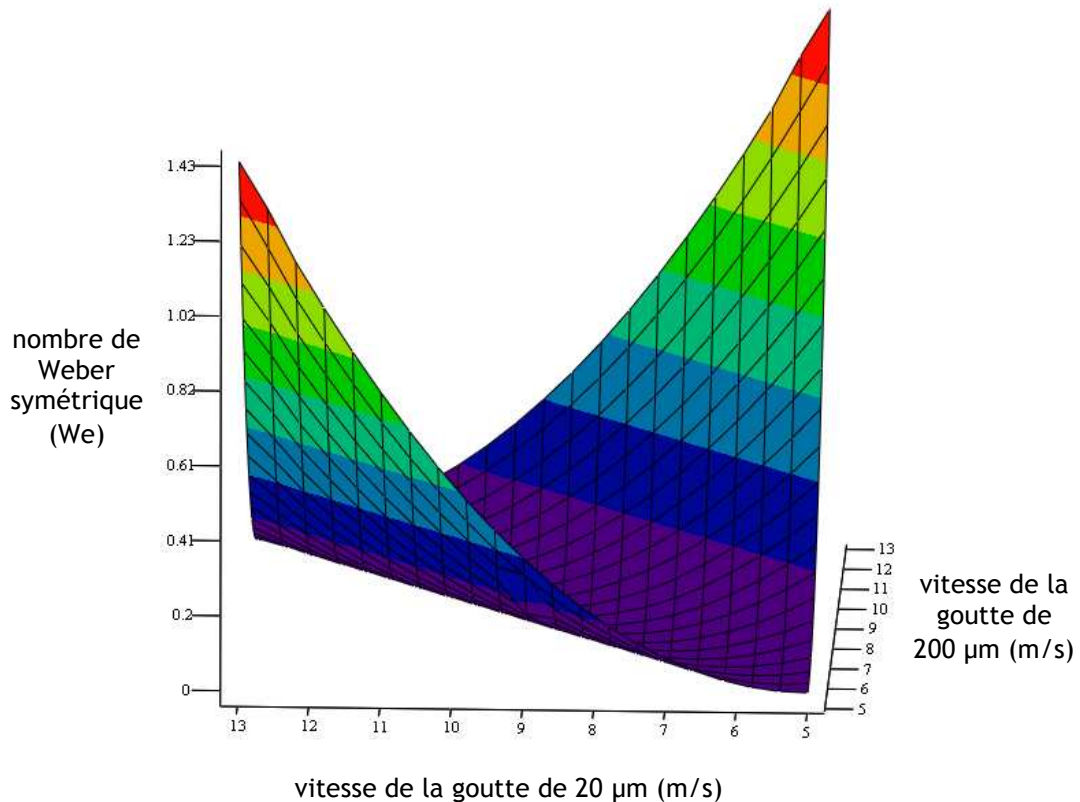


Figure 121. Nombre de Weber symétrique calculé en fonction des vitesses de deux gouttes ayant un diamètre de 20 et $200\ \mu\text{m}$.

On constate que le nombre de Weber symétrique varie de 0 pour des vitesses très proches à près de 1,5 pour des différences importantes. De son côté, le paramètre d'impact, caractéristique des collisions, varie aléatoirement entre 0 et 1. D'après nos modèles (superposés à la cartographie des régimes de collision pour la gamme des valeurs du nombre de Weber We retenues sur la Figure 122), ceci implique que la collision de certaines gouttes puisse donner naissance à des gouttes satellites (dont il est fait mention dans le paragraphe 4.1.5) ayant des tailles proches de la dizaine de microns (comme c'est le cas sur la Figure 119). On voit également que pour un nombre de Weber relativement faible (correspondant à des vitesses relatives faibles), le domaine de coalescence est plus important ce qui tend à expliquer l'augmentation (relativement faible) du nombre de gouttes d'un diamètre proche de 200 μm .

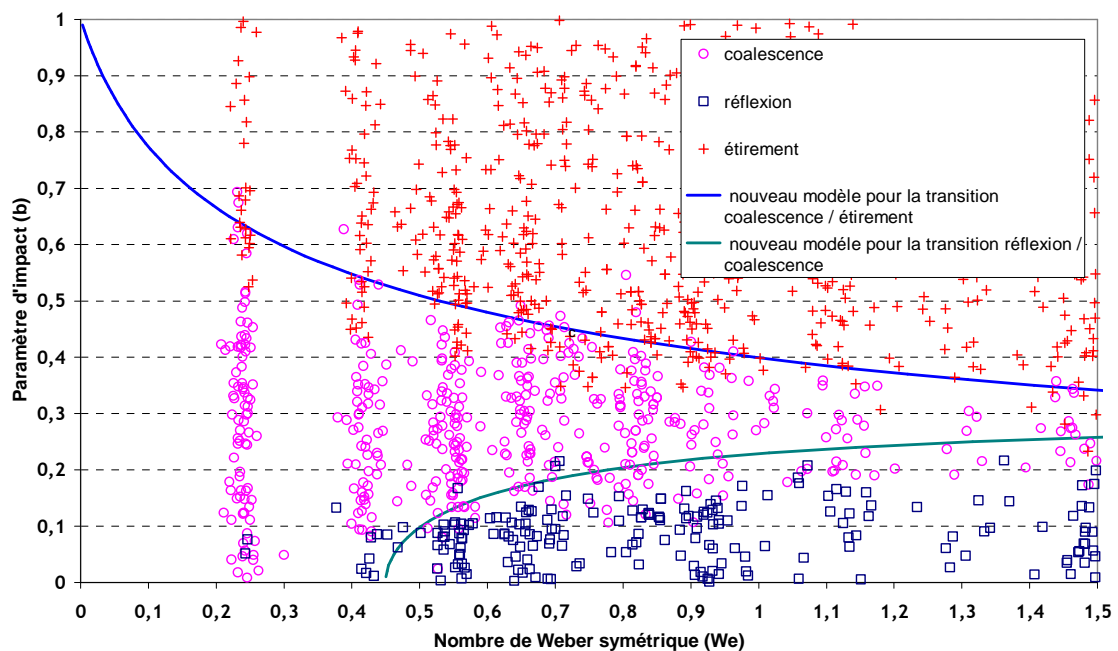


Figure 122. Cartographie des régimes de collision pour $0 < We < 1,5$.

L'analyse de la granulométrie des gouttes à différentes hauteurs d'un spray a ainsi montré qu'il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes de collision dans son évolution. Notons que pour un spray les variations de vitesses sont importantes et doivent être prises en compte dans la modélisation.

6.1.3. Interaction entre deux sprays

L'analyse de la granulométrie d'un spray à différentes hauteurs, détaillée dans le paragraphe précédent, nous a permis d'aborder par la suite l'interaction existante entre les gouttes lors de la superposition de deux sprays. Dans ce but, nous nous sommes attachés à observer les distributions granulométriques des gouttes de deux sprays en interaction formant un angle de 70° . Cette configuration, présentée sur la Figure 123, a été adoptée afin d'obtenir un taux de collision important entre les gouttes. La hauteur h désigne ici le point d'intersection des droites perpendiculaires aux buses et passant par leur centre.

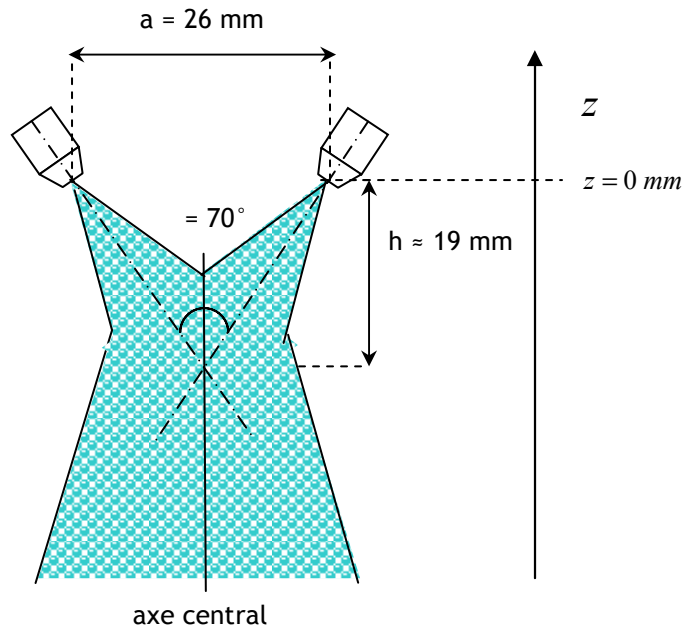


Figure 123. Schéma du système d'interaction entre deux sprays verticaux.

Plusieurs mesures de la granulométrie des gouttes ont été effectuées le long de l'axe central. A partir d'une certaine hauteur, celles-ci ont montré une influence de l'interaction entre les deux sprays. Afin d'illustrer ce phénomène, les distributions obtenues à $z = -25$ mm sont présentées sur la Figure 124 pour le spray de droite seul, pour celui de gauche seul, puis lorsque les deux sprays interagissent.

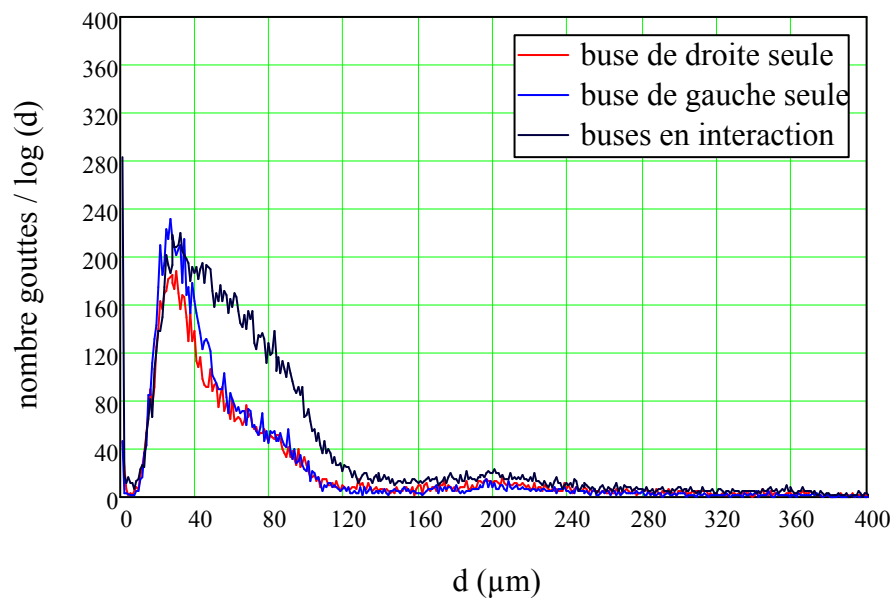


Figure 124. Distributions granulométriques des gouttes obtenues à $z = -25$ mm pour le spray de droite seul, gauche seul et pour les deux.

La superposition de ces trois distributions montre que lorsque les deux sprays sont en action, le nombre de gouttes ayant un rayon compris entre 50 et 100 μm augmente brutalement en comparaison au reste de la population. Cet accroissement peut trouver une explication dans les collisions inter-gouttelettes engendrant la fusion des gouttes lors de l'occurrence du régime de coalescence, ce qui entraîne une

augmentation du nombre de grosses gouttes. Afin de mieux comprendre les conditions dans lesquelles les collisions entre les gouttes se déroulent, les valeurs du nombre de Weber caractéristique ont été calculées en fonction des vitesses verticales mesurées et données sur la Figure 125.

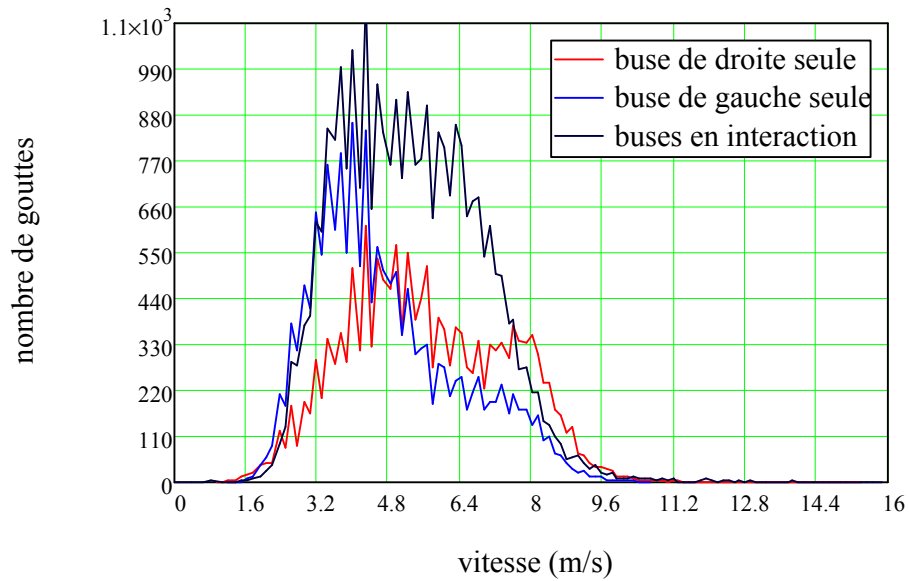


Figure 125. Comparaison des distributions de vitesses des gouttes pour un et deux sprays à $z = -25$ mm.

La variation de ce nombre est représentée sur la Figure 126. Le nombre de Weber symétrique, caractéristique de la collision, varie alors de 0 à environ 1,1.

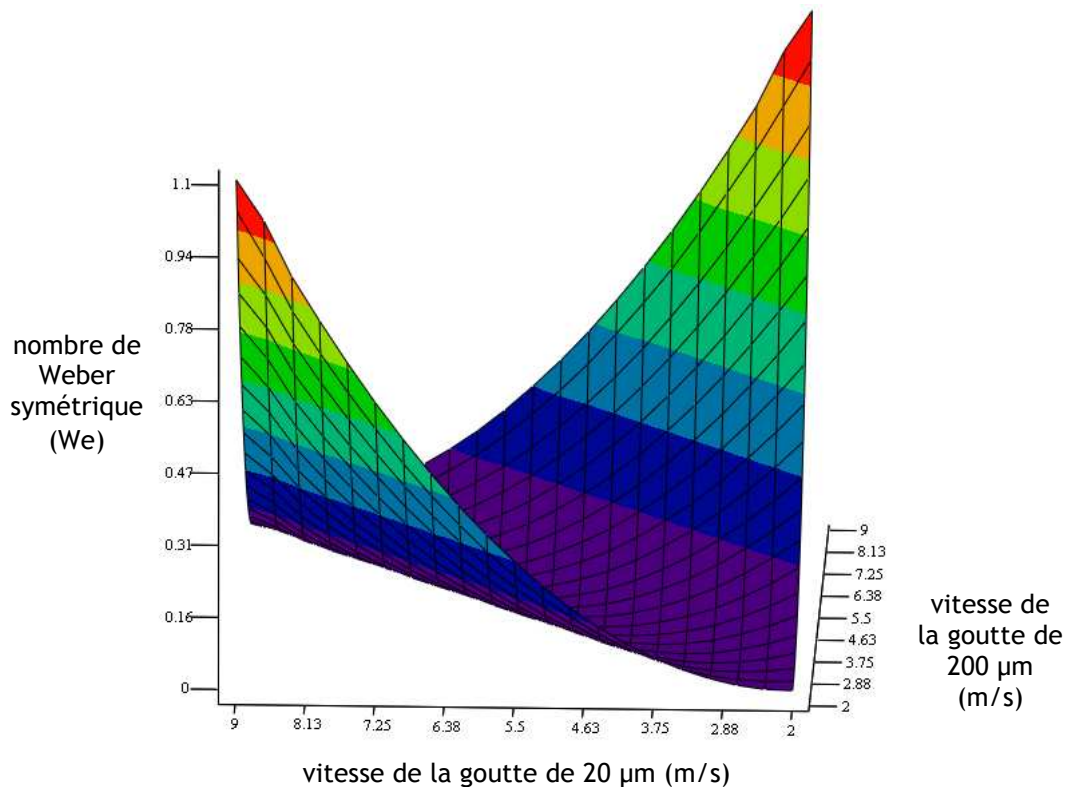


Figure 126. Nombre de Weber symétrique calculé en fonction des vitesses de deux gouttes ayant un diamètre de 20 et 200 μm pour deux sprays en interaction à $z = -25$ mm.

De ce fait, la part du domaine de coalescence à prendre en compte, au regard de la Figure 127, est plus importante que dans le cas d'un spray unique représentée sur la Figure 122. Il semble donc que l'ampleur du phénomène de coalescence puisse fournir une explication, tout au moins partielle, quant à l'accroissement de la taille moyenne des gouttes observé sur la Figure 124.

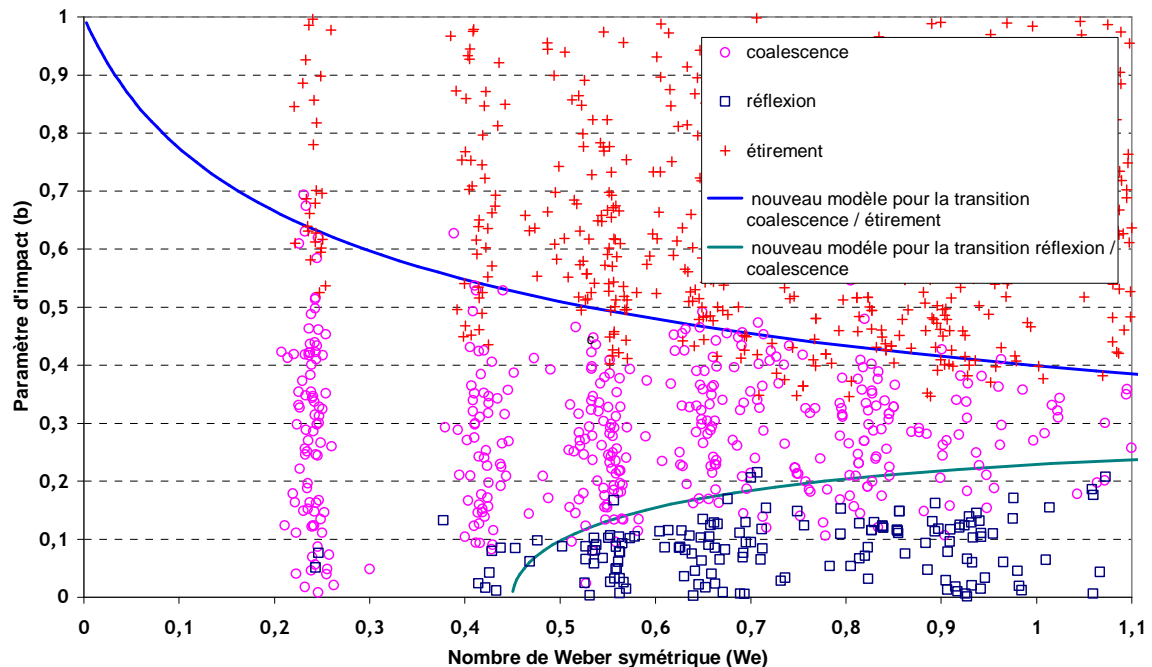


Figure 127. Cartographie des régimes de collision pour $0 < We < 1,1$.

6.1.4. Conclusion

Les mesures expérimentales de diamètres et de vitesses de gouttes recueillies à l'aide du système PDA, ont permis d'examiner différentes zones relatives à un ou deux sprays en interaction. L'analyse de ces données a démontré que certaines de ces zones se caractérisent par une interaction plus ou moins forte entre les gouttes. Au regard de la vitesse des gouttes considérées, nous avons pu évaluer le nombre de Weber représentatif de leurs collisions. En se référant ensuite aux diagrammes des régimes de collision fonction du nombre de Weber et du paramètre d'impact, certaines hypothèses ont pu être formulées quant à l'évolution de ces granulométries. Il s'avère en effet que la coalescence tend à favoriser une légère augmentation du diamètre des gouttes le long de l'axe du spray, ce qui correspond aux observations de Nidjam *et al.* [62], mais que la collision semble également donner lieu à une production importante de fines gouttes pouvant également provenir de leur reconcentration due à la pénétration du gaz dans le jet. L'interaction entre deux sprays a elle aussi montré de manière encore plus remarquable l'influence de la coalescence mais moins celle de la séparation nous conduisant à penser que le phénomène de transport des petites gouttes due au gaz est ici moins important. La collision semble donc avoir une influence sur leurs distributions granulométriques en divers points. La prise en compte des phénomènes de collision entre les gouttes par l'intermédiaire de modèles représentatifs de la collision binaire semble donc nécessaire à leur étude.

6.2. Modélisation

Comme il a été précisé dans le chapitre 1.3, la plupart des codes de calculs dont dispose l'IRSN pour la simulation de l'aspersion ne prend pas en compte de distribution granulométrique des gouttes. Seul ASTEC/CPA permet de calculer son évolution. Ce dernier ne permet cependant pas de calculer les vitesses radiales des gouttes nécessaires à la détermination de leurs vitesses relatives et donc du paramètre d'impact et du nombre de Weber caractéristiques des régimes de collision. Du fait de ces limitations et afin d'avoir une idée plus précise de l'influence de la collision entre les gouttes sur la granulométrie d'un ensemble de sprays, un programme permettant le suivi d'une population de gouttes a été développé par F. Feuillebois [25]. L'utilisation de ce programme vise à étudier certaines zones d'un ou de deux sprays et permet d'obtenir la granulométrie de l'ensemble des gouttes. Son emploi a également vocation à tester les différents modèles relatifs aux courbes frontières des régimes de collision qui ont été présentés précédemment.

Une approche lagrangienne de la population des gouttes considérées a été choisie. Cette méthode permet de calculer la trajectoire de chacune des gouttes par un bilan des forces qui leurs sont appliquées. Les phénomènes de collision et de coalescence des gouttes sont également considérés. Chaque goutte, répondant à une génération aléatoire, est suivie de manière déterministe. L'intérêt de cette approche réside dans la possibilité d'introduire une description précise des collisions inter-gouttelettes en fonction du paramètre d'impact et du nombre de Weber.

Le problème a été supposé isotherme et isobare et aucune vitesse d'entraînement de la phase dispersée n'a été introduite. Les gouttes n'ont, de plus, aucune influence sur la phase gazeuse. La trajectoire de chaque goutte est déterminée par l'application de la force de masse apparente (F_m) ainsi que de la force de traînée (F_{cd}) :

$$F_m = \frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_{liq} - \rho_{gaz}) g \quad (123)$$

$$F_{cd} = -6 \pi r \mu_{gaz} u C_d (Re) \quad (124)$$

Avec r le rayon de la goutte (m),
 u la vitesse de la goutte ($m.s^{-1}$),
 μ_{gaz} la viscosité dynamique du gaz ($kg.m^{-1}.s^{-1}$),
 C_d le coefficient de traînée dépendant du nombre de Reynolds.

Le coefficient de traînée employé ici varie avec le nombre de Reynolds particulière. Dans le programme de calcul, la formulation choisie est le coefficient de Serafini (cité par Fuchs [27]), valable pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 10^3 , ce qui est le cas pour des gouttes de rayons proches de $100 \mu m$ avec des vitesses maximum de $10 m.s^{-1}$:

$$C_d = \left(1 + 0,158 Re^{2/3} \right) \quad (125)$$

La résolution numérique du système d'équations fait appel à l'utilisation d'une méthode de type prédicteur-correcteur détaillée dans Numerical Recipes [81]. Le principe du calcul de l'évolution du nuage de gouttes est détaillé dans l'Annexe 11.

6.2.1. Modèles de collision et de coalescence retenus

Lorsqu'une collision se produit, entre une goutte i et une goutte j , son issue est déterminée à partir du nombre de Weber symétrique défini dans le paragraphe 5.2 et le paramètre d'impact reformulés ainsi :

$$We = \frac{\rho_{liq}}{6\sigma} \frac{u_{rel}^2}{(r_i^2 + r_j^2) \left(\frac{1}{r_i^3} + \frac{1}{r_j^3} \right)} \quad (126)$$

$$b = \frac{D_{min}}{(r_i + r_j)} \quad (127)$$

où D_{min} est la distance minimale entre les centres des gouttes atteinte au cours de leur trajectoire. A partir de la valeur du nombre de Weber calculé, le programme évalue les paramètres d'impact critique minimum ($b_{Ref/Coal}$) et maximum ($b_{Coal/etir}$) qui définissent les frontières du domaine de coalescence à partir des équations suivantes, représentatives des modèles formulés dans le paragraphe 5.2 :

$$b_{ref/Coal} = K \sqrt{1 - \frac{We_{re}}{We}} \quad (128)$$

$$b_{Coal/etir} = \frac{\sqrt{We_{etir}^2 + 8We_{etir}We - We_{etir}}}{4We} \quad (129)$$

We_{re} , We_{etir} et K sont des constantes fixées par l'opérateur qui sont issues des expériences menées sur deux gouttes (voir paragraphe 5 pour les valeurs utilisées). Dans le cas où l'issue de la collision conduit à une coalescence, le programme principal introduit une nouvelle goutte et supprime les deux gouttes « parents » alors que lors d'une séparation (étirement, réflexion) deux nouvelles gouttes sont issues de la collision (aucune goutte satellite n'est créée). Les nouvelles caractéristiques de cette goutte sont alors calculées sur la base de bilans de quantité de masse et de mouvement.

6.2.2. Résultats obtenus concernant l'interaction entre deux sprays

Le programme de suivi lagrangien d'une population de gouttes qui a été développé nous a permis de tester les modèles de collision élaborés sur la base d'expériences sur deux gouttes. Afin de limiter le temps de calcul du programme, augmentant très rapidement avec le nombre de gouttes qui peuvent évoluer selon 3 dimensions, nous nous sommes limités à des données de conditions initiales telles que les gouttes se déplacent dans un seul plan contenant les injecteurs dont elles proviennent. Cette limitation permet d'augmenter le nombre de gouttes injectées tout en restant représentatif du problème considéré. Un premier groupe de simulations a servi de tests afin notamment d'évaluer les performances du programme de même que les résultats fournis. Un calcul a tout d'abord été envisagé afin d'observer la différence entre la distribution granulométrique initiale provenant d'une loi log-normale (donnée par l'équation (130)) et la distribution finale de l'ensemble des gouttes. Les paramètres initiaux relatifs à cette simulation sont :

- le rayon initial moyen des gouttes : 100 μ m
- l'écart type de la distribution log-normale : 1,105

- la vitesse moyenne à l'éjection est de 2 m.s^{-1} pour un angle approximatif de 45° avec l'axe z (voir Figure 123, ici $\alpha = 90^\circ$).
- l'écart type sur la loi normale relative aux vitesses : $0,54 \text{ m.s}^{-1}$

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln(s_{ln}) d} \exp\left(-\frac{(\ln d - \ln(d_{ln}))^2}{2(\ln(s_{ln}))^2}\right) \quad (130)$$

Les injecteurs ont été placés à une distance $a = 2 \text{ cm}$ l'un de l'autre (voir Figure 123). Le résultat de la simulation, présenté sur la Figure 128, donne la distribution granulométrique initiale des gouttes ainsi que celle résultant de l'injection de 1000 gouttes, en termes de fréquence.

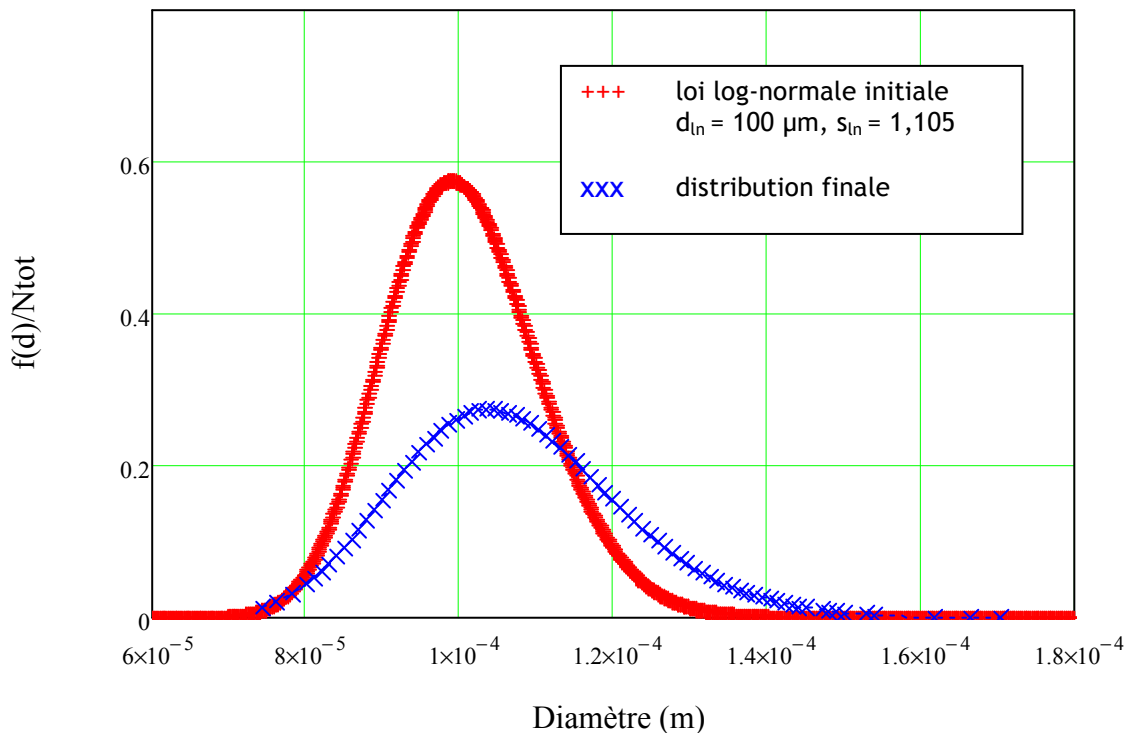


Figure 128. Comparaison entre les distributions granulométriques initiales et finales issues de l'injection de 1000 gouttes.

Ici N_{tot} représente le nombre total de particules pour chaque distribution. Ce résultat montre clairement l'évolution de la distribution granulométrique imputable au phénomène de coalescence qui tend à agglomérer les gouttes et donc à accroître le diamètre moyen. Le Tableau 10 présente la modification des caractéristiques de la granulométrie des gouttes faisant suite à la simulation.

Tableau 10. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 1000 gouttes.

	Diamètre moyen (μm)	s_{ln}	$\ln(s_{ln})$
Distribution initiale	100	1,105	0,1
Distribution finale	104,7	1,145	0,135

Trois simulations différentes ont également été conduites avec les mêmes paramètres initiaux fixés précédemment mais en changeant le nombre de gouttes injectées. Ces calculs ont eu pour but

d'évaluer l'influence du nombre de gouttes sur les résultats donnés par le programme de même que l'augmentation du temps de calcul qui en dépend. Ils montrent que le rayon moyen tend à augmenter légèrement avec le nombre de gouttes. Ceci peut s'expliquer notamment par le fait que plus le nombre de gouttes s'accroît et plus le taux de collision est important, entraînant ainsi une plus grande proportion de coalescence. Les caractéristiques des trois distributions obtenues sont données dans le Tableau 11.

Tableau 11. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 500, 750 et 1000 gouttes.

Nombre de gouttes injectées	Diamètre moyen (μm)	S_{ln}	$\ln(S_{ln})$
500	104,4	1,121	0,114
750	104,5	1,122	0,115
1000	104,7	1,145	0,135

Le temps de calcul relatif à chaque simulation (voir Tableau 12) augmente très rapidement avec le nombre de gouttes injectées. Il dépend fortement de la configuration informatique utilisée (réseau, compilateur, machine) et pourrait être amélioré.

Tableau 12. Temps de calcul issus pour les simulations issues de l'injection de 500, 750 et 1000 gouttes.

Nombre de gouttes injectées	Temps de calcul
500	3h
750	6h30
1000	12h

Un dernier test a été conduit en modifiant les valeurs des paramètres d'impact critique délimitant le domaine de coalescence. Nous nous sommes ainsi intéressés à la simulation de trois cas types définis par des probabilités différentes de coalescence des gouttes. Un premier cas a pris comme hypothèse que chaque collision donne lieu à une coalescence, un second cas qu'aucune coalescence n'était possible et un dernier cas utilise les modèles que nous avons développés. Dans ces trois cas, 500 gouttes ont été injectées avec les mêmes paramètres de distributions initiales et de position des injecteurs présentés auparavant. La Figure 129 donne les distributions résultantes en fréquence.

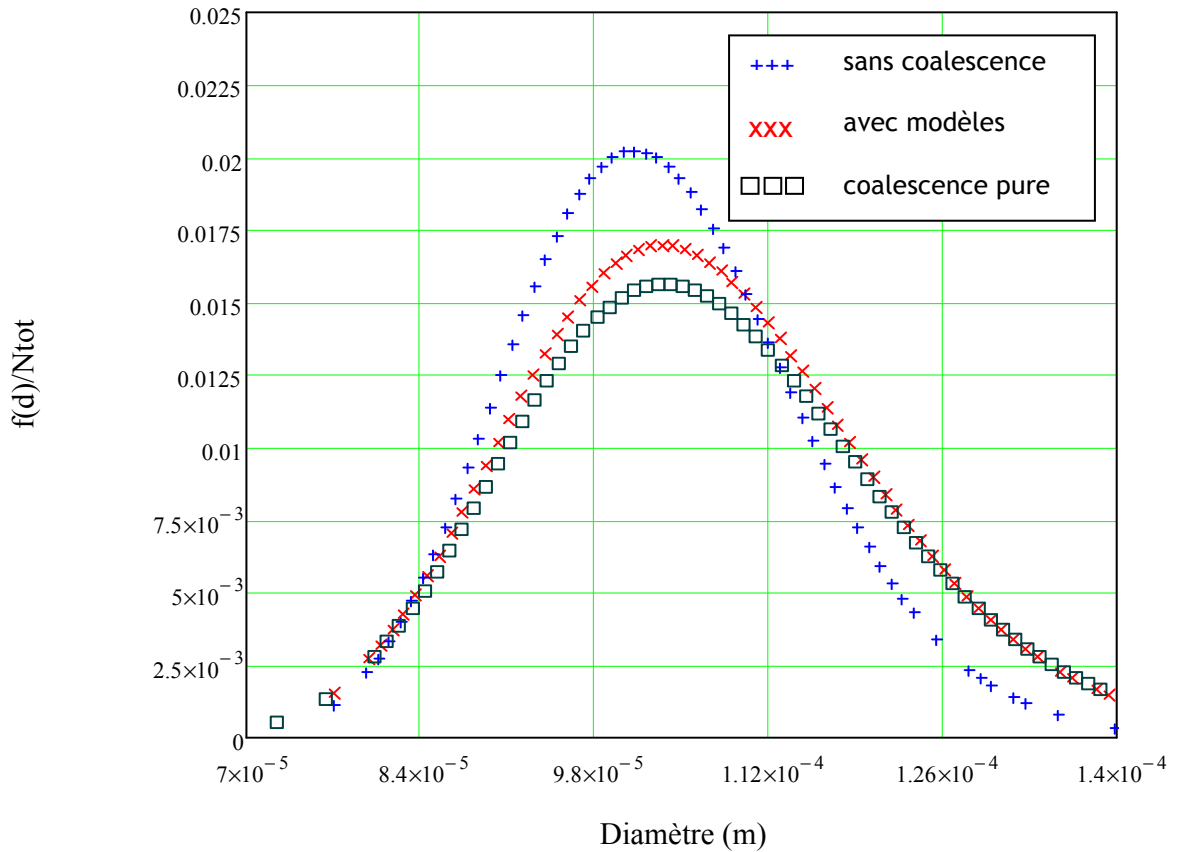


Figure 129. Comparaison entre les distributions granulométriques finales issues de l'injection de 500 gouttes pour 100 % et 0% de coalescence ainsi qu'en utilisant les modèles développés.

Les résultats obtenus valident le fait que dans le cas considéré (c'est-à-dire en utilisant les modèles que nous avons développés) chaque collision ne donne pas forcément lieu à l'agglomération des gouttes parents. Cette dernière dépend des paramètres identifiés dans la thèse.

A la suite des cas de validation du programme qui ont été présentés, utilisant des nombres de gouttes ou des modèles de coalescence différents, deux simulations plus représentatives du cas réel ont été menées. Dans le premier cas, le nombre de gouttes injectées a été fixé à 10000 et la distribution initiale est proche de celle obtenue lors des mesures PDA (présentés dans la partie 6.1.3). La fonction utilisée est une loi log-normale avec un rayon moyen de 20 μm et un écart-type de 0,65.

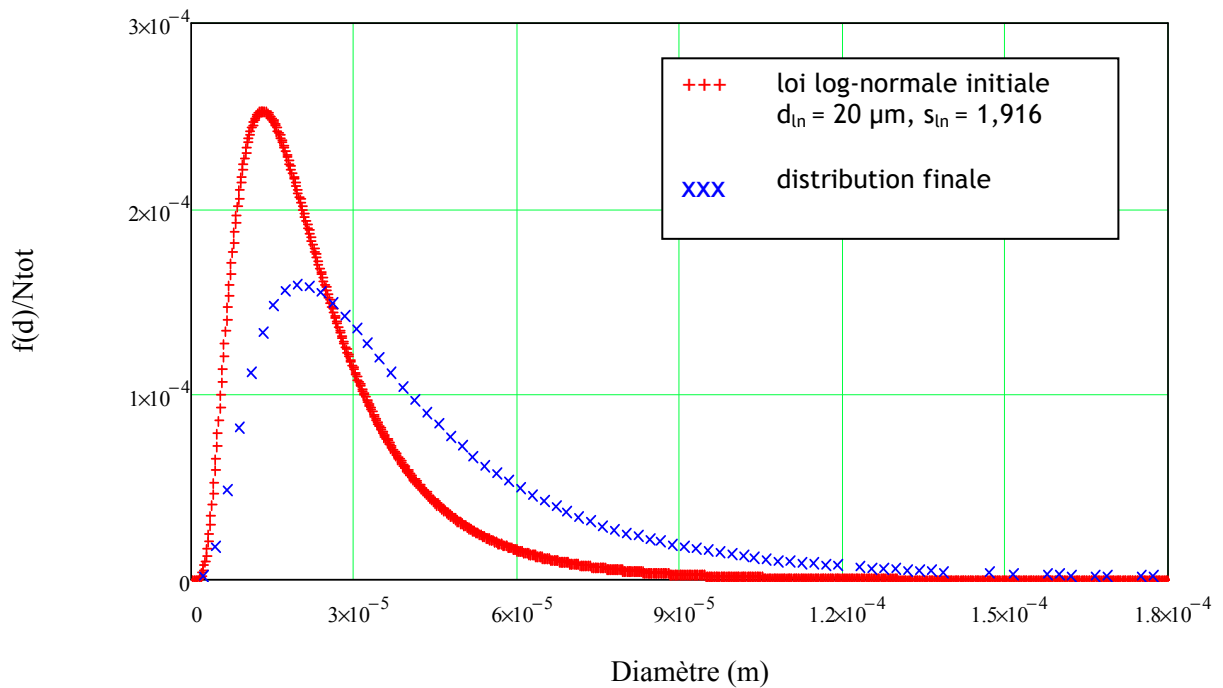


Figure 130. Comparaison entre les distributions granulométriques initiale de type log-normale (représentative de mesures expérimentales) et finale issues de l'injection de 10000 gouttes.

Les distributions granulométriques initiale et finale résultante de cette simulation sont présentées sur la Figure 130. On constate une différence importante en termes de fréquence d'occurrence des rayons des gouttes en particulier pour les plus faibles d'entre eux. Il semble en effet que les gouttes de faible rayon aient pratiquement disparu en formant des gouttes plus grosses. Ceci représente l'une des limites du programme qui a été développé. En effet, lors du régime de séparation, il est possible qu'un certain nombre de gouttelettes satellites soit créé. Le rayon de ces gouttes est alors de l'ordre de la dizaine de micromètre. Ce phénomène n'a pas été pris en considération dans nos modèles (nos expériences n'étant pas appropriées à une mesure précise de ces gouttelettes) ce qui explique le faible nombre de fines gouttelettes présentes dans la distribution finale. Une comparaison avec les distributions granulométriques obtenues par mesures PDA demanderait une exploitation plus détaillée des résultats car les mesures sont locales alors que l'histogramme présenté ici est global et prend en compte l'ensemble du spray. Une comparaison des paramètres caractéristiques des distributions initiale et finale du calcul est donnée dans le Tableau 13.

Tableau 13. Caractéristiques des distributions granulométriques issues de l'injection de 10000 gouttes selon une loi log-normale.

	Diamètre moyen (μm)	s_{ln}	$\ln(s_{ln})$
Distribution initiale	20	1,916	0,65
Distribution finale	24,38	1,978	0,682

Une dernière simulation utilisant là encore une loi log-normale représentative des mesures de tailles de goutte issues de l'expérience, mais avec un nombre de gouttes fixé à 500, a été exécutée afin d'avoir une idée de l'influence de la distance a (voir Figure 123) entre les injecteurs sur l'interaction entre les gouttes.

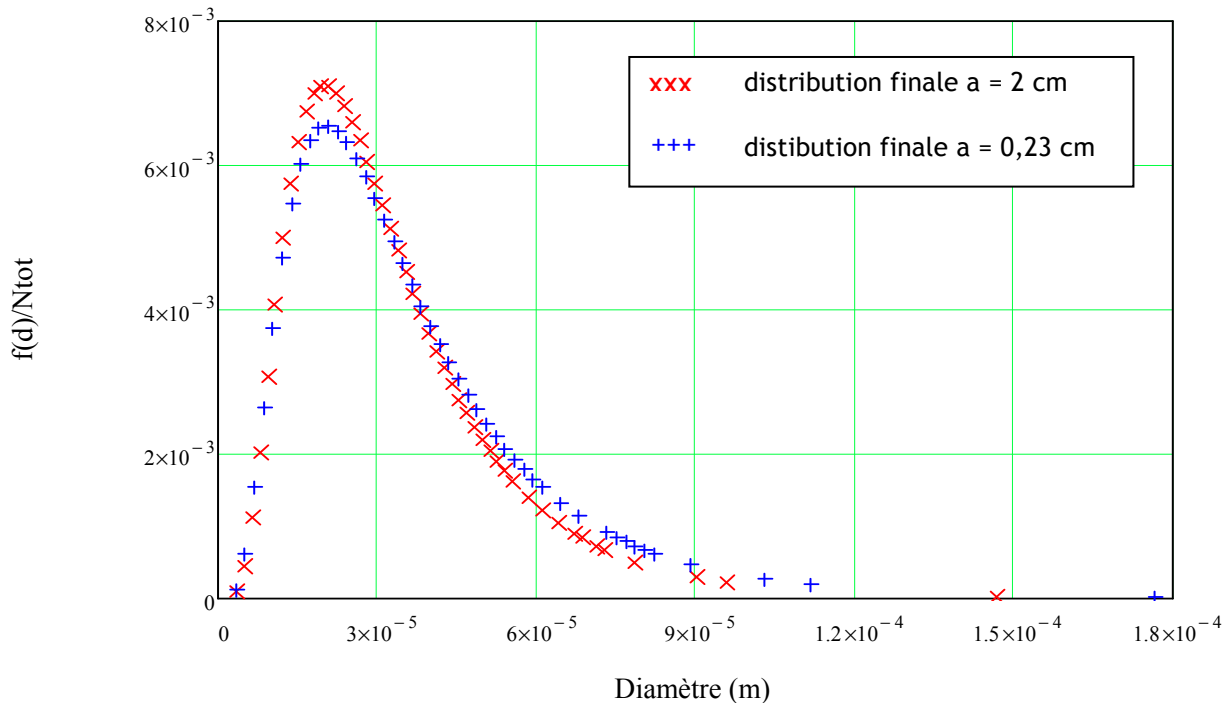


Figure 131. Comparaison entre les distributions granulométriques résultantes pour des positions d'injection initiales différentes.

Les résultats obtenus (voir Figure 131) semblent cohérents puisque l'on s'aperçoit qu'en rapprochant les injecteurs (courbe bleue) la fréquence des petites gouttes résultantes diminue. Ce phénomène s'explique en effet par le fait que la concentration spatiale des gouttes est plus importante dans ce cas, entraînant ainsi un accroissement du taux de collision et donc du nombre de coalescence.

6.2.3. Conclusion

Le programme qui a été détaillé ici, permettant la simulation de l'interaction globale entre les gouttes, donne des résultats relativement cohérents au regard des conditions réelles. Une première phase de tests a montré sa dépendance au nombre de gouttes injectées. Ce résultat est basé sur l'histogramme prenant en compte toutes les gouttes injectées. Néanmoins, on pourrait s'intéresser à cet histogramme dans une zone déterminée, à partir des résultats du calcul, tout en diminuant le nombre de gouttes qui constitue un facteur limitant vis-à-vis du temps de calcul. Les résultats montrent la capacité du programme à bien rendre compte du phénomène de coalescence entre les gouttes et des modifications de la granulométrie résultante. La simulation effectuée avec un plus grand nombre de gouttes a montré une évolution notable de la distribution granulométrique initiale. Une limite du programme est qu'il ne prend pas en compte la production de fines gouttelettes provenant des satellites formés lors de la séparation de deux gouttes. Il reste néanmoins que le programme développé constitue un moyen efficace d'étude des zones d'interaction entre les gouttes provenant de deux sprays.

Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des études menées à l'IRSN sur la compréhension des phénomènes physiques se déroulant lors d'un hypothétique accident grave dans un réacteur à eau pressurisé. L'efficacité de l'aspersion (destinés à assurer la sauvegarde de l'enceinte de confinement du bâtiment réacteur) est liée à la granulométrie des gouttes issues des buses de mitigation. Cette dernière tend à être modifiée lors de la collision des gouttes entre elles pendant leur chute dans l'enceinte. C'est cette problématique qui a constitué le point de départ de ce travail de thèse.

L'étude bibliographique menée au début de la thèse a montré qu'il existait un nombre important de travaux destinés à caractériser l'influence de la collision entre les gouttes. Leur analyse a révélé qu'il demeurait complexe de déterminer complètement ces interactions sur un ensemble de sprays. Compte-tenu de la concentration volumique relativement faible des gouttes, les collisions binaires sont prépondérantes devant les collisions multigouttes; l'objectif de notre travail concerne donc la compréhension de la collision de deux gouttes. De nos recherches dans la littérature, il ressort que certains modèles, comme celui de Brazier-Smith [10] et celui d'Ashgriz et Poo [4] constituent une base solide qui nous a permis d'orienter nos recherches. Bien que ces modèles se limitent à des conditions thermohydrauliques particulières ne correspondant que partiellement à notre application, ils ont en effet révélé la pertinence du paramètre d'impact et du nombre de Weber dans la description des différents régimes de collision. D'autres études, relativement quantitatives, nous ont enfin indiqué certains paramètres prépondérants, liés à la phase gazeuse, ayant une influence sur la collision.

Le banc expérimental CollGATE, construit et étalonné dans notre laboratoire, nous a permis de reproduire des collisions binaires pilotées à l'aide de générateurs de gouttes monodispersées, afin de les analyser. L'utilisation de ce système a conduit à l'obtention de milliers d'images de collision de gouttes d'eau en atmosphère ambiante, constituant ainsi une base de données très importante. L'ensemble de ces clichés, qui ont été répertoriés selon le type de collision représentée (rebond, coalescence, réflexion ou étirement), a été traduit sous la forme de cartographies fonction du nombre de Weber et du paramètre d'impact. Une large gamme de vitesses de gouttes ainsi que plusieurs rapports de diamètres différents, en relation avec notre application, ont pu être étudiés dans ce cadre, permettant une extension des domaines des différents régimes connus à ce jour.

Une étude concernant la collision à haut nombre de Weber inhérente à des vitesses relatives élevées entre les gouttes a également été menée. Nos calculs sur le système d'aspersion installé dans un réacteur à eau pressurisée ont en effet montré que, pour les quelques mètres suivant la zone d'injection, l'interaction entre les gouttes pouvait être relativement forte, de même que leurs différences de vitesses. L'observation de ces phénomènes nous a amenés à découvrir deux nouveaux régimes de collision présentés lors du congrès ILASS de Mugla [90]: l'éclatement et l'étirement avec digitations. Ces régimes ont montré une production importante de fines gouttelettes satellites pouvant avoir des conséquences sur les phénomènes thermohydrauliques pris en compte lors de l'étude des accidents majeurs, en particulier au niveau du sommet du bâtiment réacteur. Les domaines de ces régimes (fonction du nombre de Weber et du paramètre d'impact) ont également été étudiés pour deux diamètres de gouttes et ont montré certaines différences nécessitant des études futures.

Les résultats expérimentaux obtenus au travers de ces essais, ont conduit à la formulation de nouveaux modèles, dont le but était de parvenir à une unification des cartographies des régimes de collision rencontrés en atmosphère ambiante. Cet objectif a pu être atteint par l'introduction d'un nouveau nombre de Weber prenant en compte les deux gouttes parents au lieu d'une seule comme cela était le cas auparavant. Les caractéristiques principales de ce nouveau nombre de Weber dit « symétrique » reposent sur l'utilisation des vitesses des gouttes dans le repère du centre de masse pour le calcul des énergies cinétiques mais aussi sur la considération de l'énergie de surface de chacune des gouttes. Cette démarche, qui fait l'objet d'une publication en cours de révision [85], a permis d'unifier les cartographies des régimes de collision à différents rapports de diamètres Δ et donc de s'affranchir de ce paramètre initialement nécessaire pour déterminer l'issue d'une collision. La création de nouveaux modèles s'est focalisée sur la décomposition de l'énergie cinétique des gouttes en fonction de chaque composante des vitesses dans le repère du centre de masse. En considérant ainsi la compétition entre l'énergie cinétique liée à la vitesse des gouttes le long de la ligne des centres avec l'énergie de surface, nous sommes parvenus à retranscrire une expression de la courbe frontière entre réflexion et coalescence pour des diamètres de gouttes différents. En suivant un raisonnement analogue, se servant cette fois-ci de la projection de la vitesse sur l'axe perpendiculaire à la ligne des centres, nous avons également pu traduire la courbe frontière entre coalescence et étirement par une formulation semi-empirique. Enfin, pour des valeurs du nombre de Weber plus importantes, un modèle représentatif de la transition entre réflexion et étirement a pu être construit en comparant les énergies cinétiques utilisant chaque composante de la vitesse. Ces trois nouveaux modèles donnent une bonne représentation des courbes frontières entre chaque régime pour des gouttes d'eau en atmosphère ambiante et demeurent, de par leur simplicité, facilement intégrables dans la modélisation plus globale d'une pulvérisation. La combinaison de ces trois nouveaux modèles et du nombre de Weber symétrique pourrait venir en remplacement du modèle d'Ashgriz et Poo généralement cité et reconnu dans la littérature.

Afin de se rapprocher au mieux des conditions de fonctionnement industrielles du système d'aspersion, une partie de ce travail a été consacrée à l'analyse de l'influence de la pression et de la présence d'hydrogène sur la collision entre les gouttes. La réalisation de cartographies de collisions en atmosphère pressurisée a pu être conduite grâce au concours du DMAE de l'ONERA de Toulouse qui a mis à notre disposition une enceinte disposant des moyens de métrologie nécessaires à ces expériences. Les mesures effectuées ont permis de mettre en évidence l'occurrence du régime de rebond pour des gouttes d'eau, et ont montré que celui-ci tendait à s'accroître lorsque la pression augmente. Cette accentuation de l'occurrence du rebond a été attribuée à la masse volumique du gaz. L'influence de l'hydrogène a été simulée de son côté par l'introduction d'hélium dans la phase gazeuse. Divers mélanges d'air et d'hélium de concentrations différentes ont été utilisés pour modifier les propriétés du milieu environnant la collision. Là encore, le régime de rebond a pu être observé, et l'évolution de son domaine a été représentée en fonction de la modification de la masse volumique ainsi que de la viscosité du gaz. Construire une loi générale, à l'aide de l'ensemble des mesures effectuées, rendant compte des modifications des frontières du rebond en fonction des changements dans la phase gazeuse s'est avéré relativement complexe. Il semble en effet que certains paramètres caractéristiques de la transition vers ce régime restent à déterminer. Une corrélation définissant la courbe frontière du

régime de rebond en fonction des paramètres de la phase gazeuse, applicable dans les conditions relatives aux accidents graves étudiées ici, a néanmoins été formulée et pourra être appliquée comme première approximation.

Nos observations sur la collision entre deux gouttes, de même que les modèles construits, ont enfin été utilisés de manière prospective pour la caractérisation expérimentale et numérique de sprays. La démarche consistant à calculer la gamme de nombre de Weber dans une zone de la phase dispersée et à y déterminer la prépondérance de chaque régime de collision constitue une voie d'étude intéressante quant à l'évolution de la granulométrie globale. La coalescence semble faire augmenter très progressivement le mode de la distribution granulométrique alors que la séparation des gouttes à l'issue de la collision tend de son côté à créer un grand nombre de gouttelettes satellites plus facilement observables. Enfin, l'utilisation de nos modèles dans un programme dédié a démontré leur facilité d'intégration dans un code de calcul plus important, prenant au moins en compte deux dimensions de l'espace. Les résultats qui ont été obtenus à partir de premières simulations sur un modèle développé par François Feuillebois, spécifique pour cette thèse, ont montré des tendances correctes vis-à-vis de l'évolution de la granulométrie ainsi que l'influence de la prise en compte du phénomène de coalescence, néanmoins une exploitation plus fine des calculs numériques en relation avec les expériences dans les sprays pourrait faire l'objet d'une étude ultérieure. Il est clair cependant que l'approche lagrangienne ne peut pas traiter un grand nombre de gouttes, du fait du temps de calcul. Comme celle-ci reste la seule permettant de prendre en compte précisément les collisions binaires, il faudrait la coupler pour les zones d'interactions fortes, liées à des trajectoires variées, à une approche eulérienne dans les zones où les variations des caractéristiques des gouttes sont moins importantes (en régime de chute uniquement sédimentationnelle par exemple).

L'ensemble des résultats obtenus nous ont ainsi conduits à une meilleure description du phénomène de collision entre les gouttes dans les sprays mais également à de nouvelles questions constituant autant de pistes de recherches futures.

Perspectives

Outre l'ensemble des réponses que nous a apportées cette thèse sur les phénomènes de collision entre les gouttes, et plus particulièrement sur leur influence dans les rampes de sprays utilisées pour l'aspersion d'un bâtiment réacteur, de nouvelles voies d'étude se sont peu à peu dégagées.

L'application industrielle directe des modèles que nous avons élaborés, par leur intégration dans un code de calcul numérique, serait intéressante : une approche consisterait à les incorporer dans un noyau de collision. Cette réflexion a d'ailleurs démarré à l'IRSN au travers d'une nouvelle thèse. La démarche qui lui est liée pourrait permettre de simuler des problématiques industrielles complexes aux domaines d'applications variés comme les tours de lavage des fumées ou les rideaux d'eau. Il semble de ce fait également envisageable d'utiliser nos résultats dans la modélisation de l'aspersion lors d'une phase accidentelle dans un bâtiment réacteur et ainsi d'obtenir une meilleure description des phénomènes thermohydrauliques qui en découlent.

Au titre de la recherche sur les pulvérisations liquides et plus précisément sur la collision des gouttes, de nouvelles études sur l'influence d'autres paramètres, ayant notamment trait au régime de rebond, semblent à développer. En effet, même si la masse volumique et la viscosité du gaz ont montré leurs rôles, celles du liquide restent encore à étudier de même que d'autres grandeurs plus microscopiques comme le libre parcours moyen des molécules près de la surface des gouttes. Notre étude s'est en effet attachée à caractériser ces paramètres pour le gaz mais l'analyse de l'évolution de la tension superficielle avec la température ou avec la présence d'impuretés, et le couplage entre ces différents aspects sont aussi une piste de recherche à envisager. Enfin, certaines de nos observations à haut nombre de Weber ayant fait état de l'occurrence des régimes d'éclatement ou d'étirement avec digitations souffrent également d'un manque d'explications ne permettant pas complètement leur transcription physique. Un parallèle avec l'impaction de gouttes sur un film liquide pourrait s'avérer être ici des plus intéressants. Enfin signalons que cette thèse constitue une bibliothèque importante de données photographiques de collision de gouttes, susceptibles d'être utilisées pour le développement de simulations numériques de collision binaire en particulier pour la DNS (Direct Numerical Simulation).

Références

- [1] ADAM, J.R., LINDBLAD, N.R., HENDRICKS, C.D., The collision, coalescence, and disruption of water droplets, *Journal of Applied Physics*, vol. 39, pp 5173-5180 (1968).
- [2] ARBEL, N., LEVIN, Z., The coalescence of water drops I. A theoretical model of approaching drops, *Pure appl. Geophys*, vol. 115, pp 869-893 (1977).
- [3] ARIYAPADI, S., BALACHANDAR, R., BERRUTI, F., Effect of surfactant on the characteristics of a droplet-laden jet, *Chemical Engineering and Processing*, vol. 43, pp 547-553 (2004).
- [4] ASHGRIZ, N., POO, J.Y., Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 221, pp 183-204 (1990).
- [5] BACH, A.G., KOCH, D.L., GOPINATH, A., Coalescence and bouncing of small aerosol droplets, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 518, pp 157-185 (2004).
- [6] BILLARAND, Y., DUCRET, D., VENDEL, J., Modélisation du comportement du banc d'essais CARAIDAS : Absorption de l'iode et condensation d'eau, rapport IPSN/DSU/SERAC/LECEV 94/43 (1994).
- [7] BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N., *Transport phenomena*, Wiley International Edition (1960).
- [8] BEARD, K.V., GROVER, S.N., Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 31, pp 543-550 (1974).
- [9] BONIC, G., DABENNE, F., TONUS LP Version 2006.1- Physical models, rapport DM2S SFME/LTMF/RT/06-024/A (2006).
- [10] BRAZIER-SMITH, P.R. JENNINGS, S.G., LATHAM, J., The interaction of falling water droplets: coalescence, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 326, pp 393-408 (1972).
- [11] BRENN, G., FROHN, A., Collision and coalescence of droplets of various liquids, *Journal of aerosol science*, vol 20, pp 1027-1030 (1989).
- [12] CHIBA, T., SAITO, M., AMAGAI, K., ARAI, M., Inter-Spray Impingement of two Diesel Sprays, *International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Juillet 2000, Pasadena, United States).
- [13] COLLIN, A., Transferts de chaleur couplés rayonnement - conduction - convection. Application à des rideaux d'eau soumis à une intense source radiative, Thèse, Université Henri Poincaré (2006).
- [14] CZYS, R.R., A laboratory study of interactions between small precipitation-size drops in free fall, Thèse, Northern Illinois University (1976).

- [15] DABBENE, F., Présentation et validation du modèle Aspersion de TONUS OD V2004.1D, rapport DM2S SFME / LTMF / RT / 04-001 / A (2004).
- [16] DAVIS, R.H., SCHONBERG, J.A., RALLISON, J.M., The lubrication force between two viscous drops, *Physics of Fluids A*, vol. 1, pp 77-81 (1989).
- [17] DELL'AVERSANA, P., BANAVAR, J.R., KOPLIK, J., Suppression of coalescence by shear and temperature gradient, *Physics of Fluids*, vol. 8, p 1 (1996)
- [18] DORSSELAERE, J.P., PIGNET, S., SEROPIAN, C., MONTANELLI, T., GIORDANO, P., JACQ, F., SCHWINGES, B., Development and assessment of ASTEC code for severe accident simulation, 11th NURETH (October 2005, Avignon, France).
- [19] Electricité De France, Dossier de système élémentaire, Palier 900 MWe, Aspersion - Recirculation de l'aspersion, EAS, chapitre IV - Définition des matériels.
- [20] DUCRET, D., VENDEL, J., Description détaillée d'Acacia : algorithme appliqué à CARAIDAS pour la capture de l'iode et des aérosols, rapport IPSN/DPEA/SERAC/LPMC 98/17 (1999).
- [21] DUCRET, D., VENDEL, J., VIGLA, D., Etude préliminaire de l'aspersion, rapport IPSN/DSU/SERAC/LECEV 93/22 (1993).
- [22] DUMOUCHEL, C., On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams, *Experiments in Fluids*, vol. 45, pp 371-422 (2008).
- [23] ELGHOBASHI, S., TRUESDALL, G.C., On the interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles: Part I: Turbulence modification, *Physics of Fluids A*, vol. 5, pp 1790-1801 (1993).
- [24] ESTRADE, J.P., Etude expérimentale et modélisation de la collision de gouttelettes, Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (1998).
- [25] FEUILLEBOIS, F., Modélisation de la coalescence des gouttes, Rapport final de contrat de collaboration de recherche CNRS-IRSN (2008).
- [26] FROHN, A., ROTH, N., *Dynamics of Droplets*, Springer (2000).
- [27] FUCHS, N.A., *The Mechanics of Aerosols*, Pergamon Press (1964).
- [28] GAUCHET, N., Influence de la densité spatiale de gouttes d'aspersion sur l'efficacité de collecte des produits de fission, Thèse, Université Paris VII (2000).
- [29] GEORJON, T.L., REITZ, R.D., Drop-shattering collision model for multidimensional spray computations, *Atomisation and sprays*, vol. 9, pp 231-254 (1999).
- [30] GOTAAS, C., HAVELKA, P., JAKOBSEN, H.A., SVENDSEN, H., HASE, M., ROTH, N., WEIGAND, B., Effect of viscosity on droplet-droplet collision outcome: Experimental study and numerical comparison, *Physics of Fluids*, vol. 19 (2007).

- [31] GUNN, R., Collision characteristics of freely falling water drops, *Science*, vol. 150, pp 695-701 (1965).
- [32] HADEF, R., LENZE, B., Application de l'anémométrie à phase Doppler dans une flamme turbulente de kérosène, 9^{ème} congrès francophone de vélocimétrie Laser (Septembre 2004, Bruxelles, Belgique).
- [33] HINDS, W.C., *Aerosol Technology*, A Wiley Interscience Publication (1982).
- [34] HODGSON, T.D., WOODS, D.R., The effect of surfactant on the coalescence of a drop at an interface II, *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 30, n°4, pp 429-446 (1969).
- [35] HU, Y.T., PINE, D.J., LEAL, L.G., Drop deformation, breakup, and coalescence with compatibilizer, *Physics of Fluids*, vol. 12, pp 484-489 (2000).
- [36] JIANG, Y.J., UNUMERA, A., LAW, C.K., An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbons droplets, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 234, pp 171-190 (1992).
- [37] JULIE, A., PALADE, R., BODENES, J., Aspersion de l'enceinte de confinement EAS, rapport EDF, Service des Réacteurs et Electricité de Tours (1998).
- [38] KHAIN, A., OVTCHINNIKOV, M., PINSKY, M., POKROVSKY, A., KRUGLIAK, H., Notes on the state-of-the-art numerical modelling of cloud microphysics, *Atmospheric Research*, vol. 55, pp 159-224 (2000).
- [39] KO, G.H., LEE, S.H., RYOU, H.S., A numerical study of interspray impingement of two sprays using a hybrid model for droplet collision, *Institute for Liquid Atomisation and Spray Systems-Asia 2001* (Octobre 2001, Busan, Corée).
- [40] KO, G.H., LEE, S.H., RYOU, H.S., CHOI, Y.K., Development and assessment of a hybrid droplet collision model for two impinging sprays, *Atomization and Sprays*, vol. 13, pp 251-272 (2003).
- [41] KO, G.H., RYOU, H.S., Modelling of droplet collision-induced breakup process, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 31, pp 723-738 (2005).
- [42] KO, G.H., RYOU, H.S., KO, S.W., RO, K.C., HUR, N., Numerical study on binary droplet collision considering the collision-induced breakup and the effect of liquid properties, *International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (Août-Septembre 2006, Kyoto, Japon).
- [43] KOLLAR, L.E., FARZANEH, M., KAREV, A.R., Modeling droplet collision and coalescence in an icing wind tunnel and the influence of these process on droplet size distribution, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 31, pp 69-92 (2005).
- [44] KUDRIAKOV, S., DABBENE, F., STUDER, E., BECCANTINI, A., MAGNAUD, J.P., PAILLERE, H., BENTAIB, A., BLEYER, A., MALET, J., PORCHERON, E., CAROLI, C., The TONUS CFD code

for hydrogen risk analysis : Physical models, numerical schemes and validation matrix, Nuclear Engineering and Design, vol. 238 (3), pp 551-565 (2007).

- [45] LANGMUIR, I., The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperature above freezing, J. Meteor., vol. 5, pp 175-192 (1948).
- [46] LAURENT, F., MASSOT, M., VILLEDIEU, P. Eulerian multi-fluid modelling for the numerical simulation of coalescence in polydisperse dense liquid sprays, Journal of Computational Physics, vol. 194, pp 505-543 (2004).
- [47] LEAL, L.G., APS AWARD PAPER, Flow induced coalescence of drops in a viscous fluid, Physics of Fluids, vol. 16, pp 1834-1851 (2004).
- [48] LEFEBVRE, A.H., Atomization and sprays, Taylor & Francis (1989).
- [49] LEMAITRE, P., Développement et application de la réfractométrie Arc-en-ciel global pour l'étude des transferts massique et thermique dans un spray, Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen (2004).
- [50] LIN, C.L., LEE, S.C., Collision efficiency of water drops in the atmosphere, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 32, pp 1412-1418 (1975).
- [51] LOTH, E., MARCH, J., KRISHNAN, K., Modeling drop-drop collision regimes for variable pressures and viscosities, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Janvier 2008, Reno, Nevada).
- [52] MALET. J., Presentation of the test matrix for the tosqa facility spray program, rapport IRSN / DSU / SERAC / LEMAC / 03-06 (2003).
- [53] MANZELLO, S.L., YANG, J.C., An experimental study of water droplet impinging on a liquid surface, Experiments in Fluids, vol. 32, pp 580-589 (2002).
- [54] MARCHAND, D., PORCHERON, E., LEMAITRE, P., GREHAN, G., Characterization of the washout of aerosols by spraying water for thermal hydraulic conditions representative of a severe accident in nuclear reactor containment, International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems 2006 (Août-Septembre 2006, Kyoto, Japon).
- [55] MASSON, V., VENDEL, J., DAL DON, M., LUCAS, D., Programme aspersion résultats expérimentaux de la campagne d'essais iode sur CARAIDAS, rapport IRSN/DSU/SERAC/LPMAC/01-10 (2001).
- [56] MENCHACA-ROCHA, A., HUIDOBRO, F., MARTINEZ-DAVALOS, A., MICHELIAN, K. PEREZ, A., RODRIGUEZ, V., CARJAN, N, Coalescence and fragmentation of colliding mercury drops, Journal of Fluid Mechanics, vol. 346, pp 291-318 (1997).
- [57] MICHAELIDES, E.E., Heat transfert in particulate flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 29, n° 2, pp 265-273 (1986).

- [58] MONTGOMERY, D.N., Collision and coalescence of water droplets, *Journal of Atmospheric Science*, vol. 28, pp 292-293 (1971).
- [59] MOTZKUS, C., Etude de la mise en suspension de particules lors de l'impact de gouttes, Thèse, Université Paris XII (2008).
- [60] NIJDAM, J.J., GUO, B., FLETCHER, D.F., LANGRISH, T.A.G., Challenges of Simulating Droplet Coalescence within a Spray, *Drying Technology*, vol. 22, N°6, pp 1463-1488 (2004)
- [61] NIJDAM, J.J., GUO, B., VALENCIA-BEJARARNO, M., LANGRISH, T., An experimental investigation of agglomeration with one and two nozzle atomisation, *Chinese Journal of Chemical Engineering*, vol. 12, pp 750-755 (2004).
- [62] NIJDAM, J.J., STARNER, S.H., LANGRISH, T.A.G., An experimental investigation of droplet evaporation and coalescence in a simple jet flow, *Experiments in Fluids*, vol. 37, pp 504-517 (2004).
- [63] National Institute of Standards and Technology Webbook, <http://webbook.nist.gov/>.
- [64] NUKIYAMA, S., TANASAWA, Y., Experiments on the atomization of liquids in air stream, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, vol. 5, n°. 18, pp 62-67 (1939).
- [65] OCHS, H.T., BEARD, K.V., LAIRD, N.F., HOLDRIDGE, D.J., SHAUFELBERGER, D.E., Effects of relative humidity on the coalescence of small precipitation drops in free fall, *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 52, pp 3673-3680 (1995).
- [66] OCHS, H.T., BEARD, K.V., CZYS, R.R., LAIRD, N.F., SCHAUFELBERGER, D.E., HOLDRIDGE, D.J., Collisions between Small Precipitation Drops. Part I: Laboratory Measurements of Bounce, Coalescence, and Temporary Coalescence, *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 52, pp 2258-2275 (1994).
- [67] ORME, M., Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption, *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 23, pp 65-79 (1997).
- [68] ORME, M., WILLIS, K., NGUYEN, T-V., Droplet patterns from capillary stream breakup, *Physic of Fluids, A* vol. 3, pp 80-90 (1991).
- [69] O'ROURKE, P.J., Statistical properties and numerical implementation of a model for droplet dispersion in a turbulent gas, *Journal of Computational Physics*, vol. 83, pp 345-360 (1989).
- [70] O'ROURKE, P.J., BRACCO, F.V., Modelling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments, *Stratified Charge Auto Engines Conference*, Institution of Mechanical Engineering of London, pp 101-116 (1980).
- [71] PARK, R.W., Behaviour of water drops colliding in humid nitrogen, Thèse, University of Wisconsin (1970).

- [72] PIERRACHE, A., BENTAÏB, A., Modèle hydrogène pour l'EPS2, Impact des recombineurs sur le risque hydrogène dans l'enceinte de confinement des REP 900 MWe, Volume I : Synthèse des résultats, Note Technique DPEA / SEAC / 202-35 Projet EPS 2 / REP 900 / NS2 / 02-14 (2003).
- [73] PIGEONNEAU, F., FEUILLEBOIS, F., Collision of drops with inertia effects in strongly sheared linear flow fields, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 455, pp 359-386 (2002).
- [74] PIGEONNEAU, F., Modélisation et calcul numérique des collisions de gouttes en écoulements laminaires et turbulents, Thèse, Université Paris VI (1998).
- [75] PLUMECOCQ, W., Etude de l'interaction d'un système d'aspersion liquide avec l'atmosphère environnante, Thèse, Université de Provence (1997).
- [76] PLUMECOCQ, W., Modélisation du rabatement des particules polluantes et produits de fission par aspersion liquide, rapport IPSN / DRS / SEMAR 95/99 (1995).
- [77] POLING, B.E., PRAUSNITZ, J.M., O'CONNELL, J.P., *Gases and liquids*, McGraw-Hill International editions (2001).
- [78] POO, J.Y., Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops, Thèse, University of New-York (1990).
- [79] POST, S.L., ABRAHAM, J., Modelling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays, *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28, pp 997-1019 (2002).
- [80] POWERS, D.A., BURSON, S.B., A Simplified Model of Aerosol Removal by Containment Sprays, NUREG / CR 5966, Sandia National Laboratories (1993).
- [81] PRESS, W.H., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T., FLANNERY, B.P., *Numerical recipes in Fortran 77*, Cambridge University Press, Cambridge (1992).
- [82] QIAN, J., LAW, C.K., Regimes of coalescence and separation in droplet collision, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 331, pp 59-80 (1997).
- [83] RABE, C., Etude préliminaire à la caractérisation de l'influence de la collision inter-gouttelettes sur la granulométrie d'un spray dense, Rapport technique IRSN/DSU/SERAC/LEMAC 07-26 (2007).
- [84] RABE, C., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., Study of droplet coalescence phenomenon in spray systems used for nuclear reactor applications, *International Conference on Multiphase Flow*, (Juillet 2007, Leipzig, Allemagne).
- [85] RABE, C., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., Experimental investigation of water droplet binary collisions and description of outcomes with a symmetric Weber number, publication soumise à *Physics of Fluids* (2008, réponse aux relecteurs en cours).

- [86] RABE, C., BERTHOUMIEU, P., MALET, J., FEUILLEBOIS, F., Binary water droplet collision under various gaseous conditions typical for nuclear reactor, Institute for Liquid Atomisation and Spray Systems-Europe 2008 (Septembre 2008, Como, Italie).
- [87] RAYLEIGH, Lord, The Theory of Sound, 2nd ed, vol. II (1945).
- [88] REITZ, R, Atomization and other breakup regimes of a liquid Jet, Thèse, Université de Princeton (1978).
- [89] ROSIN, P., RAMMLER, E., The Laws Governing the Fineness of Powdered Coal, Journal of the Institute of Fuel, vol. 7, pp 29-36 (1933).
- [90] ROTH, N., RABE, C., WEIGAND, B., FEUILLEBOIS, F., MALET, J., Droplet Collision Outcomes at High Weber Number, Institute for Liquid Atomisation and Spray Systems-Europe 2007 (Septembre 2007, Mugla, Turquie).
- [91] ROTH, N., RIEBER, M., FROHN, A., High energy head-on collision of droplets, Institute for Liquid Atomisation and Spray Systems-Europe, ILASS Conference 1999 (Juillet 1999, Toulouse, France).
- [92] RUYER, P., Modélisation de la polydispersion en taille : Méthode des moments appliquée aux écoulements adiabatiques à bulles, Rapport technique IRSN/DPAM/SEMCA 2008-047 (2008).
- [93] SCHOTLAND, R.M., Experimental results relating to the coalescence of water drops with water surfaces, Disc. Faraday Soc., vol. 30, pp 72-77 (1960).
- [94] SIMONIN, O., Continuum modelling of dispersed two-phase flow, Combustion and turbulence in two-phase flow, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture series 1996-02, pp 1-47 (1996).
- [95] SIRIGNANO, W.A., Fluid dynamics and transport of droplets and sprays, Cambridge University Press (1999).
- [96] SOMMERFELD, M., Analysis of isothermal and evaporating turbulent sprays by phase-Doppler anemometry and numerical calculations, International Journal of Heat and Fluid Flow, vol.19, pp 173-176 (1998).
- [97] SPENGER, J.D., GOKHALE, N.R., Droplet impactions, Journal of Applied Meteorology, vol. 12, pp 316-321 (1973).
- [98] TANGUY, S., BERLEMONT, A., Application of a level set method for simulation of droplet collisions, International Journal of Multiphase Flow, vol. 31, pp 1015-1035 (2005).
- [99] THUNEVIN, S., CORNET, P., Modélisation de la captation d'aérosols par une goutte : effets mécaniques, rapport CEA / DMT 96/472 (1996).

- [100] TURMEL, B., Réalisation d'un boîtier électronique destiné à la synchronisation d'éjecteurs de gouttelettes, d'une caméra et d'un stroboscope, Rapport de stage DSU/SERAC/LEMAC (2006).
- [101] VILLEDIEU, P., HYLKEMA, J., Une méthode particulière aléatoire reposant sur une équation cinétique pour la simulation numérique des sprays denses, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris, vol. 325, Série I, pp 323-328 (1997).
- [102] VILLEDIEU, P., SIMONIN, O., Modelling of coalescence in turbulent gas-droplet flows, Comm. Math. Sci., Supplement Issue, vol. 1, pp 13-33 (2004).
- [103] VIREPINTE, J-F., Etude du comportement dynamique et thermique des gouttes en régime d'interaction dans le cas de jets rectilignes, Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (1999).
- [104] WANG, H., DAVIS, R. H., Droplet growth due to brownian, gravitational, or thermocapillary motion and coalescence in dilute dispersions, Journal of Colloid and Interface Science, vol. 159, pp 108-118 (1993).
- [105] WELPDALE, D.M., LIST, R., The coalescence process in raindrop growth, Journal of Geophysical Research, vol. 76, pp 2836-2856 (1971).
- [106] WILLIS, K.D., ORME, M., Experiments on the dynamics of droplet collisions in a vacuum, Experiments in Fluids, vol. 29, pp 347-358, (2000).
- [107] WOODS, J.D., MASON, B.H., The wake capture of water drops in air, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 91, pp 35-463 (1965).

ANNEXES

Annexe 1. Calcul de la surface d'une sphère tronquée de volume équivalent à celui d'une autre sphère.	202
Annexe 2. Démonstration de la loi de Brazier-Smith.....	203
Annexe 3. Démonstration de la loi d'Ashgriz et Poo pour la transition réflexion / coalescence.....	205
Annexe 4. Démonstration de la loi d'Ashgriz et Poo pour la transition coalescence / étirement	207
Annexe 5. Programme de traitement d'image	209
Annexe 6. Programme de traitement d'image : calcul du paramètre d'impact	213
Annexe 7. Programme de reconstruction des courbes de transition.	215
Annexe 8. Calcul de la viscosité d'un mélange gazeux à partir du modèle de Wilke	220
Annexe 9. Formation de gouttelettes satellites.....	222
Annexe 10. Principe de la mesure des caractéristiques des gouttes à l'aide d'une méthode PDA	224
Annexe 11. Principe du calcul de l'évolution du nuage de gouttes dans le programme	226

Annexe 1. Calcul de la surface d'une sphère tronquée de volume équivalent à celui d'une autre sphère.

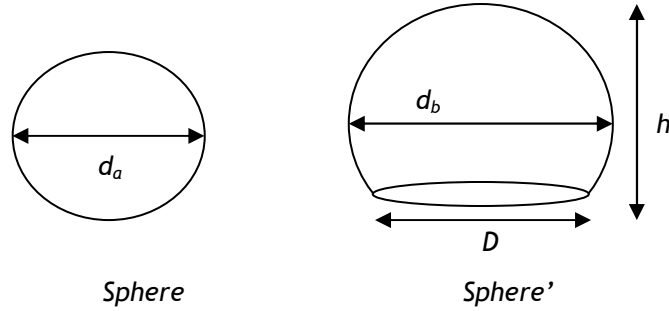


Figure 132. Paramètres géométriques d'une sphère « *Sphere* » et d'une sphère tronquée « *Sphere'* ».

Dans le cadre du régime de rebond, il y a conservation de la masse et donc par hypothèse d'incompressibilité, du volume :

$$V_{Sphere} = V_{Sphere'} = \frac{\pi}{3} h^2 \left(\frac{3}{2} d_b - h \right) \quad (131)$$

$$\text{d'où} \quad d_b = \left(\frac{d_a^3}{3h^2} + \frac{2}{3} h \right) \quad (132)$$

Calcul de l'aire A du disque de diamètre D :

$$\left(\frac{D}{2} \right)^2 + \left(h - \frac{d_b}{2} \right)^2 = \left(\frac{d_b}{2} \right)^2 \quad (133)$$

$$A = \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 = \pi (h d_b - h^2) \quad (134)$$

Soit $S_{Sphere'}$ la surface de la calotte sphérique, et S_{tot} la surface totale :

$$S_{Sphere'} = \pi d_b h \quad (135)$$

$$S_{tot} = S_{Sphere'} + A \quad (136)$$

$$S_{tot} = \pi (2 d_b h - h^2) \quad (137)$$

$$S_{tot} = \pi \left(\frac{2d_a^3}{3h} + \frac{1}{3} h^2 \right) \quad (138)$$

Annexe 2. Démonstration de la loi de Brazier-Smith

Selon Brazier-Smith *et al.* [10], la frontière entre les régimes de coalescence et de séparation peut être définie par un bilan d'énergie. L'énergie de rupture de l'ensemble uni des deux gouttes équivaut alors à celle nécessaire pour redonner les deux gouttes initiales. Elle se compose de :

- La différence d'énergie surfacique entre les gouttes initiales et l'ensemble uni des deux gouttes après l'impact.
- L'énergie de rotation de l'ensemble uni des deux gouttes après l'impact.

L'auteur se place dans le référentiel R' lié à l'ensemble uni des gouttes, en translation dans le référentiel R du laboratoire.

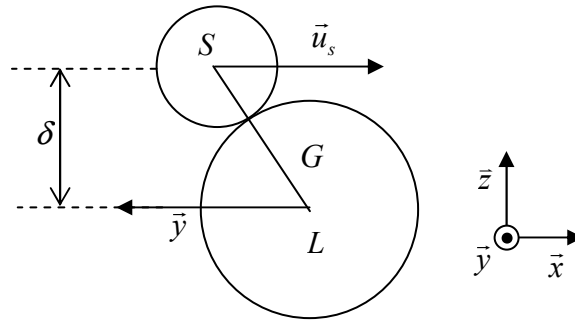


Figure 133. Représentation schématique d'une collision.

En nommant G le centre de masse de l'ensemble uni des deux gouttelettes, la vitesse de la petite goutte s'écrit :

$$\vec{u}_{s/R'} = \vec{u}_{s/R} - \vec{u}_{G/R}$$

$$\text{avec} \quad \vec{u}_{G/R} = \frac{1}{(m_s + m_l)} [m_s \vec{u}_{s/R} + m_l \vec{u}_{l/R}]$$

$$\text{donc} \quad \vec{u}_{s/R'} = \left(\frac{m_l}{m_s + m_l} \right) \vec{u}_{r/R} \quad \text{et} \quad \vec{u}_{l/R'} = \left(\frac{m_s}{m_s + m_l} \right) \vec{u}_{r/R}$$

$$\text{avec} \quad \vec{u}_{r/R} = \vec{u}_{s/R} - \vec{u}_{l/R}$$

De manière similaire, on exprime le moment de la masse unie des deux gouttes après l'impact, au centre de masse G :

$$\vec{\Omega} = m_s G\vec{S} \wedge \vec{u}_s + m_l G\vec{L} \wedge \vec{u}_l$$

$$\vec{\Omega} = m_s (GS) u_s \cdot \vec{y} + m_l (GL) u_l \cdot \vec{y}$$

$$\vec{\Omega} = \left(\frac{m_s \cdot m_l}{m_s + m_l} \right) u_{R/R'} (GS + GL) \vec{y}$$

soit $\Omega = \left(\frac{m_s \cdot m_l}{m_s + m_l} \right) bu_{R/R'}$, où b est le paramètre d'impact adimensionné

$$\Omega = \frac{1}{6} \pi \rho_{liq} \frac{d_s^3 \cdot d_l^3}{d_s^3 + d_l^3} bu_{R/R'} = \frac{4}{3} \pi \rho_{liq} \frac{r_s^3 \cdot r_l^3}{r_s^3 + r_l^3} bu_{R/R'}$$

Le moment d'inertie Ω_f de la sphère de rayon r_f (*ensemble uni des deux gouttes*) et de masse volumique ρ_{liq} , par rapport à son centre de gravité, s'écrit :

$$\Omega_f = \frac{8}{15} \pi r_f^5 \rho_{liq} = \frac{\pi}{60} \rho d_f^5$$

$$\text{avec } r_f = (r_s^3 + r_l^3)^{\frac{1}{3}} \quad \text{et } d_f = 2r_f$$

Brazier-Smith définit alors l'énergie de rotation comme l'inverse du rapport du moment d'inertie des deux gouttes unies à celui de chacune d'elles par :

$$E_{rot} = \frac{\Omega^2}{2\Omega_f} = \frac{5\pi\rho_{liq} \cdot r_s^6 \cdot r_l^6 \cdot u_{R/R'}^2 \cdot b^2}{3r_f^5 (r_s^3 + r_l^3)^2} = \frac{5\pi\rho_{liq} \cdot r_s^6 \cdot r_l^6 \cdot u_{R/R'}^2 \cdot b^2}{3r_f^{11}}$$

Et l'énergie de tension de surface requise pour former deux gouttes de rayons r_s et r_l à partir de leur ensemble uni de rayon r_f par :

$$E_{sur} = 4\pi\sigma (r_s^2 + r_l^2 - r_f^2) = 4\pi\sigma \cdot r_s^2 \left(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right)$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{r_l}{r_s}$$

Enfin Brazier-Smith considère que la limite entre les régimes de séparation et de coalescence peut être définie par la condition $E_{rot} = E_{sur}$, ce qui, malgré une hypothèse de sphéricité de la goutte post-collision non vérifiée, reste en accord avec l'expérience :

$$4\pi\sigma \cdot r_s^2 \left(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right) = \frac{5\pi\rho_{liq} \cdot r_s^6 \cdot r_l^6 \cdot u_{R/R'}^2 \cdot b^2}{3r_f^{11}}$$

$$\frac{12}{5} \left(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right) = \frac{\rho_{liq} \cdot r_s \cdot u_{R/R'}^2 \cdot b^2 \cdot r_s^7 \cdot r_l^6}{\sigma \cdot r_f^{11}}$$

$$\frac{\rho_{liq} r_s u_{R/R'}^2}{\sigma} b^2 = \frac{12}{5} \frac{\left(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right) (1 + \gamma^3)^{\frac{11}{3}}}{\gamma^6 (1 + \gamma)^2}$$

$$\text{On obtient alors, en posant } f(\gamma) = \frac{\left(1 + \gamma^2 - (1 + \gamma^3)^{\frac{2}{3}} \right) (1 + \gamma^3)^{\frac{11}{3}}}{\gamma^6 (1 + \gamma)^2}$$

Cette fonction complexe est approximée, dans les travaux de Post et Abraham [79], par :

$$f(\gamma) \approx \gamma^3 - 2,4\gamma^2 + 2,7\gamma$$

L'équation de la frontière entre les régimes de séparation et de coalescence est alors :

$$We_{coal} < 2,40 \frac{f(\gamma)}{b^2}$$

Annexe 3. Démonstration de la loi d'Ashgriz et Poo pour la transition réflexion / coalescence

Ashgriz et Poo [4] considèrent, d'après leurs résultats expérimentaux, que le régime de réflexion apparaît lorsque l'énergie de rotation, E_{rot} , est au moins égale à 75% de la somme des énergies surfaciques des gouttes qui s'entrechoquent :

$$E_{rot} \geq 0,75 E_{sur\ exs}$$

$$E_{rot} \geq 0,75 \cdot \sigma \pi d_l^2 (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \quad \text{où} \quad \Delta = \frac{1}{\gamma}$$

où E_{rot} est composé de la somme des énergies cinétiques et de surface initiale moins l'énergie de surface finale et l'énergie cinétique d'étirement :

$$E_{rot} = E_{cin\ int} + E_{sur\ in} - E_{sur\ f} - E_{cin\ etir}$$

avec l'énergie cinétique d'interaction $E_{cin\ int} = \frac{1}{2} \rho_{liq} (V_{s\ int} u_s^2 + V_{l\ int} u_l^2)$

et l'excès d'énergie surfacique $E_{sur\ in} - E_{sur\ f} = 4\pi\sigma (r_s^2 + r_l^2 - R^2) = 4\pi\sigma \cdot r_l^2 \left(1 + \Delta^2 - (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right)$

l'énergie cinétique d'étirement du fluide vaut $E_{cin\ etir} = \frac{1}{2} \rho_{liq} [(V_s - V_{s\ int}) u_s^2 + (V_l - V_{l\ int}) u_l^2]$

où $V_{s\ int}$ et $V_{l\ int}$ désignent respectivement les volumes d'interaction (représentés en bleu sur la Figure 23 et la Figure 27) :

$$V_{s\ int} = \frac{1}{6} \pi d_s^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)$$

$$V_{l\ int} = \frac{1}{6} \pi d_l^3 (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)$$

$$\xi = \frac{1}{2} b(1 + \Delta)$$

On obtient alors pour l'énergie rotationnelle :

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \rho_{liq} (V_{s\ int} u_s^2 + V_{l\ int} u_l^2) + 4\pi\sigma \cdot r_l^2 \left(1 + \Delta^2 - (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right) - \frac{1}{2} \rho_{liq} [(V_s - V_{s\ int}) u_s^2 + (V_l - V_{l\ int}) u_l^2]$$

En posant $u_l = \frac{\Delta^3 u_{R/R'}}{1 + \Delta^3}$ et $u_s = \frac{u_{R/R'}}{1 + \Delta^3}$

on obtient :

$$\begin{aligned}
E_{rot} &= \frac{1}{2} \rho_{liq} \left[\left(\frac{1}{6} \pi d_s^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{u_{R/R'}}{1 + \Delta^3} \right)^2 + \left(\frac{1}{6} \pi d_l^3 (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\Delta^3 u_{R/R'}}{1 + \Delta^3} \right)^2 \right] + \pi \sigma \cdot d_l^2 \left(1 + \Delta^2 - \right. \\
&\left. - \frac{1}{2} \rho_{liq} \left[\left(v_s - \frac{1}{6} \pi d_s^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{u_{R/R'}}{1 + \Delta^3} \right)^2 + \left(v_l - \frac{1}{6} \pi d_l^3 (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\Delta^3 u_{R/R'}}{1 + \Delta^3} \right)^2 \right] \right] \\
E_{rot} &= \pi d_l^2 \left[\frac{1}{2} \rho_{liq} \left[\left(\frac{1}{6} \pi d_s \Delta^2 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \frac{u_{R/R'}^2}{(1 + \Delta^3)^2} + \left(\frac{1}{6} \pi d_l (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta^6 u_{R/R'}^2}{(1 + \Delta^3)^2} \right] + \sigma \left(1 + \Delta^2 - (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right) \right] \\
&+ \pi d_l^2 \left[- \frac{1}{2} \rho_{liq} \left[\left(\frac{d_s \Delta^2}{6} - \frac{1}{6} d_s \Delta^2 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \frac{u_{R/R'}^2}{(1 + \Delta^3)^2} + \left(\frac{d_l}{6} - \frac{1}{6} d_l (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta^6 u_{R/R'}^2}{(1 + \Delta^3)^2} \right] \right] \\
E_{rot} &= \pi d_l^2 \left[\frac{\rho_{liq} d_s u_{R/R'}^2}{12 \Delta (1 + \Delta^3)^2} \left(\left(\Delta^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) + \left((1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \Delta^6 \right) \right) + \sigma \left(1 + \Delta^2 - (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right) \right] \\
&+ \pi d_l^2 \left[\frac{\rho_{liq} d_s u_{R/R'}^2}{12 \Delta (1 + \Delta^3)^2} \left[\Delta^3 + \left(\Delta^3 (\Delta - \xi)^2 (\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) - 1 + \left(\Delta^6 (1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \right) \right] \right]
\end{aligned}$$

$$E_{rot} = \sigma \pi d_l^2 \left[\left(1 + \Delta^2 \right) - \left(1 + \Delta^3 \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{We_{Coal / Ref}}{12 \Delta (1 + \Delta^3)^2} (\Delta^6 \eta_1 + \eta_2) \right]$$

$$\text{avec } \eta_1 = 2(1 - \xi)^2 (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} - 1$$

$$\text{et } \eta_2 = 2(\Delta - \xi)^2 (\Delta - \xi^2)^{\frac{1}{2}} - \Delta^3$$

Selon Ashgriz et Poo [4], l'équation de la courbe frontière entre les régimes de coalescence et de séparation par étirement est obtenue par l'équation suivante : $E_{rot} = 0,75 E_{sur\ exs}$

$$\sigma \pi d_l^2 \left[\left(1 + \Delta^2 \right) - \left(1 + \Delta^3 \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{We_{Coal / Ref}}{12 \Delta (1 + \Delta^3)^2} (\Delta^6 \eta_1 + \eta_2) \right] = \frac{3}{4} \sigma \pi d_l^2 (1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}}$$

$$\left[4(1 + \Delta^2) + \frac{We_{Coal / Ref}}{3 \Delta (1 + \Delta^3)^2} (\Delta^6 \eta_1 + \eta_2) \right] = 7(1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}}$$

$$\text{Soit } \left[3 \left(4(1 + \Delta^2) - 7(1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} \right) + \frac{We_{Coal / Ref}}{\Delta (1 + \Delta^3)^2} (\Delta^6 \eta_1 + \eta_2) \right] = 0$$

Annexe 4. Démonstration de la loi d'Ashgriz et Poo pour la transition coalescence / étirement

Le critère de transition entre le régime de coalescence et la séparation par étirement proposé par Ashgriz et Poo [4] se base sur la prépondérance de l'énergie cinétique d'étirement des deux gouttes, notée $E_{cin\ etir}$, par rapport à l'énergie de surface considérée notée E_{sur} :

$$E_{cin\ etir} \geq E_{sur}$$

L'énergie cinétique d'étirement se décompose ici en une énergie correspondant aux parties des gouttes qui ne sont pas en interaction E_{out} et une autre où elles le sont E_{int} :

$$E_{cin\ etir} = E_{out} + E_{int}$$

En prenant les volumes des gouttes en interaction, V_{si} pour la petite et V_{li} pour la grosse, on obtient :

$$E_{out} = \frac{1}{2} \rho_{liq} \left((v_s - V_{s\ int}) u_s^2 + (v_l - V_{l\ int}) u_l^2 \right)$$

$$E_{int} = \frac{1}{2} \rho_{liq} \left(V_{s\ int} (u_s \sin \theta)^2 + V_{l\ int} (u_l \sin \theta)^2 \right)$$

Avec

$$V_{s\ int} = \phi_s V_s \quad V_{l\ int} = \phi_l V_l$$

$$\sin \theta = b$$

et en posant

$$u_l = \frac{\Delta^3 u_{R/R'}}{1 + \Delta^3}, \quad u_s = \frac{u_{R/R'}}{1 + \Delta^3} \quad \text{et} \quad V_s = \Delta^3 V_l$$

on obtient l'énergie cinétique d'étirement totale :

$$E_{cin\ etir} = \frac{1}{2} \rho_{liq} V_l u_{R/R'}^2 \left(\frac{\Delta^3}{(1 + \Delta^3)^2} \left[(1 + \Delta^3) - (1 - b^2) (\phi_s + \Delta^3 \phi_l) \right] \right)$$

L'énergie de surface considérée dans le modèle d'Ashgriz et Poo [4] est celle du cylindre de hauteur h se formant à la suite de l'étirement. La surface est calculée à partir de la somme des volumes des gouttes en interaction formant ce cylindre. L'énergie de surface associée devient alors :

$$E_{sur} = 2 \sigma [\pi h (V_{si} + V_{li})]^{1/2}$$

La hauteur h (représentée sur la Figure 25) est définie par :

$$h = \frac{1}{2} (d_l + d_s) (1 - b)$$

Ce qui donne

$$E_{sur} = \sigma [2 \pi V_l d_l (1 + \Delta) (1 - b) (\Delta^3 \phi_s + \phi_l)]^{1/2}$$

Le nombre de Weber de transition entre les régimes de coalescence et d'étirement est alors obtenu pour :

$$E_{cin\ etir} = E_{sur}$$

Soit

$$\sigma [2\pi V_l d_l (1+\Delta)(1-b)(\Delta^3\phi_s + \phi_l)]^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \rho_{liq} V_l u_{R/R'}^2 \left(\frac{\Delta^3}{(1+\Delta^3)^2} [(1+\Delta^3) - (1-b^2)(\phi_s + \Delta^3\phi_l)] \right)$$

C'est-à-dire

$$\frac{\rho_{liq} u_{R/R'}^2 \pi d_s^3}{12\sigma\Delta^3} = \frac{\left(\frac{1}{3} \pi^2 d_l^4 (1+\Delta)(1-b)(\Delta^3\phi_s + \phi_l) \right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{\Delta^3}{(1+\Delta^3)^2} [(1+\Delta^3) - (1-b^2)(\phi_s + \Delta^3\phi_l)]}$$

Ce qui donne

$$We_{Coal/Etir} = \frac{4(1+\Delta^3)^2 (3(1+\Delta)(1-b)(\Delta^3\phi_s + \phi_l))^{\frac{1}{2}}}{\Delta^2 [(1+\Delta^3) - (1-b^2)(\phi_s + \Delta^3\phi_l)]}$$

Annexe 5. Programme de traitement d'image

```
// -Enter Fluid Data and experiment parameters in SI-system values here
// -density in [kg/m^3]; surface tension in [N/m]; orifice diameter in [m]; the modulation number is dimensionless at 20°C
FluidDensity = 998.204;
SurfaceTension = 72.75*pow(10,(-3));

// -the orifice diameter (en um) and modulation Number are used for an alternative way to measure the Weber-Number, by
// assuming
// that the droplet diameter is 1,891 times the Orifice Diameter and the modulation number is the number of droplets that
// merge to form the droplets seen in the picture.
OrificeDiameter = 250;
ModulationNumber = 1;

// -Frequency in [s^-1]
Frequencyleft = 3000;
Frequencyright = 3000;
// -other variables
dir = getDirectory("image");
title = getTitle();
DefText = "image";
pi = 3.14159265;
// -Calibration must be in micrometers.
// -Scale calibration

run("Set Scale...", "distance=180.1 known=3000 pixel=1 unit=um global");

// -End parameters description

//-----
// -This Macro analyzes pictures with the defined text in their name in the directory of the active image
list = getFileList(dir);

for (j=0; j<list.length-1; j++) {

open(dir+list[j]);

titlez = getTitle();

//-----

// Picture conversion

// Grey scale transformation of the RGB picture

run("8-bit");
setThreshold(0, 100);

run("Convert to Mask");

// 90° Left picture rotate
run("Rotate 90 Degrees Right");
//-----

// Binarisation and smooth

// -settings for the analyze particles function this sets what data that is shown in the results windows
run("Set Measurements...", "area standard center perimeter circularity redirect=None decimal=4");

// -filter (mean between 4 neighbouring pixels)
//run("Smooth");

// -threshold needs to be adjust to darkness of picture (binarisation on threshold values)
//setThreshold(Treshold1, Treshold2);

//-----

// -particle detection based on threshold, spericity and size
// -this returns coordinates in the calibrated units
run("Analyze Particles...", "minimum=400 maximum=650 bins=256 circularity=0.8-1.00 show=Outlines display exclude clear
summarize");
run("Summarize");
//-----

// -calculation part
```

```

// -average droplet area
DropletCount = nResults;
for (i=0; i<nResults; i++) {
    totalArea += getResult("Area", i);
}
AverageArea = totalArea / nResults;

// -average pair droplet area
DropletCount = nResults;
for (i=0; i<nResults; i+=2) {
    totalPairDropArea += getResult("Area", i);
    PairDropNbr=PairDropNbr+1;
}
AveragePairDropArea = totalPairDropArea / PairDropNbr;

// -average impair droplet area
for (i=1; i<nResults; i+=2) {
    totalImpairDropArea += getResult("Area", i);
    ImpairDropNbr=ImpairDropNbr+1;
}
AverageImpairDropArea = totalImpairDropArea / ImpairDropNbr;

// -average droplet diameter

AveragePairDropletDiameter = sqrt(AveragePairDropArea * 4 / PI);

AverageImpairDropletDiameter = sqrt(AverageImpairDropArea * 4 / PI);

totalLeftDropArea = 0;
totalRightDropArea = 0;

// -droplet distance: determining which droplets come from which droplet stream [droplet 1 is in results row 0, which is labeled 1.
//nResults is the number of droplets, the last droplet is in row nResults-1 labeled nResults]
// -determining leftmost of the first two droplets

if (getResult("XM", 0)<getResult("XM", 1)) {
    LeftStreamTopDroplet=0;
    totalLeftDropArea = getResult("Area", 0);
    RightStreamTopDroplet=1;
    totalRightDropArea = getResult("Area", 1);
    RightStreamBottomDroplet=1;
    LeftStreamBottomDroplet=0;
} else {
    LeftStreamTopDroplet=1;
    totalLeftDropArea = getResult("Area", 1);
    RightStreamTopDroplet=0;
    totalRightDropArea = getResult("Area", 0);
    RightStreamBottomDroplet=0;
    LeftStreamBottomDroplet=1;
}

// -determining leftmost of the last 2 droplets. Left bottom droplet is from right stream and vice versa.

LeftStreamDropletNbr=1;

RightStreamDropletNbr=1;
for (i=2; i<nResults; i++){
//    print("i:"+i);
    if (i%2==0){
        milieu=(getResult("XM",i-1)+getResult("XM",i-2))/2;
    }
    if (getResult("XM",i)<milieu){

        if (getResult("XM",LeftStreamBottomDroplet)<getResult("XM",i)){
            LeftStreamBottomDroplet=i;
            totalLeftDropArea += getResult("Area", i);
            LeftStreamDropletNbr=LeftStreamDropletNbr+1;
        } else {
            i=nResults;
        }
    } else {
        if (getResult("XM",RightStreamBottomDroplet)>getResult("XM",i)){
            RightStreamBottomDroplet=i;
            totalRightDropArea += getResult("Area", i);
            RightStreamDropletNbr=RightStreamDropletNbr+1;
        }
    }
}

```

```

    } else {
    i=nResults;
    }
}
}

// - Left and right mean droplet area

AverageLeftDropletArea = totalLeftDropArea/LeftStreamDropletNbr;
AverageRightDropletArea = totalRightDropArea/RightStreamDropletNbr;

// - Left and right mean droplet diameter

AverageLeftDropletDiameter = sqrt(AverageLeftDropletArea * 4 / PI);
AverageRightDropletDiameter = sqrt(AverageRightDropletArea * 4 / PI);

// -Distance between first and last droplet of each stream

LeftStreamTopDropletX = getResult("XM", LeftStreamTopDroplet);
LeftStreamTopDropletY = getResult("YM", LeftStreamTopDroplet);
RightStreamTopDropletX = getResult("XM", RightStreamTopDroplet);
RightStreamTopDropletY = getResult("YM", RightStreamTopDroplet);
LeftStreamBottomDropletX = getResult("XM", LeftStreamBottomDroplet);
LeftStreamBottomDropletY = getResult("YM", LeftStreamBottomDroplet);
RightStreamBottomDropletX = getResult("XM", RightStreamBottomDroplet);
RightStreamBottomDropletY = getResult("YM", RightStreamBottomDroplet);
LeftStreamDistanceX = LeftStreamBottomDropletX - LeftStreamTopDropletX;
LeftStreamDistanceY = LeftStreamBottomDropletY - LeftStreamTopDropletY;
RightStreamDistanceX = RightStreamBottomDropletX - RightStreamTopDropletX;
RightStreamDistanceY = RightStreamBottomDropletY - RightStreamTopDropletY;
LeftStreamDistance = sqrt(LeftStreamDistanceX * LeftStreamDistanceX + LeftStreamDistanceY * LeftStreamDistanceY);
RightStreamDistance = sqrt(RightStreamDistanceX * RightStreamDistanceX + RightStreamDistanceY * RightStreamDistanceY);

// -averaging the distance between droplets in a stream

LeftStreamAverageDistance = LeftStreamDistance / (LeftStreamDropletNbr-1);
RightStreamAverageDistance = RightStreamDistance / (RightStreamDropletNbr-1);

// -Angle between the Streams [in radians]

LeftStreamAngle = atan((LeftStreamBottomDropletX - LeftStreamTopDropletX ) / (LeftStreamBottomDropletY - LeftStreamTopDropletY ));
RightStreamAngle = atan((RightStreamBottomDropletX - RightStreamTopDropletX) / (RightStreamBottomDropletY - RightStreamTopDropletY));
CollisionAngle = (LeftStreamAngle + RightStreamAngle);

// -Collision point, Y coordinate. used later as a condition to determine uncollided droplets for the collision-parameter

CollisionY = RightStreamTopDropletY + ( RightStreamBottomDropletY - RightStreamTopDropletY ) * ( LeftStreamTopDropletY - RightStreamTopDropletY + ( RightStreamTopDropletX - LeftStreamTopDropletX ) * ( LeftStreamBottomDropletY - LeftStreamTopDropletY ) / ( LeftStreamBottomDropletX - LeftStreamTopDropletX ) ) / ( ( RightStreamBottomDropletY - RightStreamTopDropletY ) - ( RightStreamBottomDropletX - RightStreamTopDropletX ) * ( LeftStreamBottomDropletY - LeftStreamTopDropletY ) / ( LeftStreamBottomDropletX - LeftStreamTopDropletX ));
CollisionX = ((LeftStreamTopDropletY-LeftStreamTopDropletX*((LeftStreamBottomDropletY-LeftStreamTopDropletY)/(LeftStreamBottomDropletX-LeftStreamTopDropletX)))-(RightStreamTopDropletY-RightStreamTopDropletX*((RightStreamBottomDropletY-RightStreamTopDropletY)/(RightStreamBottomDropletX-RightStreamTopDropletX)))/(((RightStreamBottomDropletY-RightStreamTopDropletY)/(RightStreamBottomDropletX-RightStreamTopDropletX))-((LeftStreamBottomDropletY-LeftStreamTopDropletY)/(LeftStreamBottomDropletX-LeftStreamTopDropletX)));

// a distance determination (last left droplet to collision point)

LeftToCollisionDistanceX = CollisionX - LeftStreamBottomDropletX;
LeftToCollisionDistanceY = CollisionY - LeftStreamBottomDropletY;
LeftToCollisionDistance = sqrt(LeftToCollisionDistanceX * LeftToCollisionDistanceX + LeftToCollisionDistanceY * LeftToCollisionDistanceY);

// c distance determination (last right droplet to collision point)

RightToCollisionDistanceX = RightStreamBottomDropletX - CollisionX;
RightToCollisionDistanceY = CollisionY - RightStreamBottomDropletY;
RightToCollisionDistance = sqrt(RightToCollisionDistanceX * RightToCollisionDistanceX + RightToCollisionDistanceY * RightToCollisionDistanceY);

// b distance determination (distance between two last droplets before collision point)

```

```

RightToLeftDistance = sqrt(LeftToCollisionDistance * LeftToCollisionDistance + RightToCollisionDistance *
RightToCollisionDistance - 2 * LeftToCollisionDistance * RightToCollisionDistance * cos(CollisionAngle));

// angle between a and b détermination (beta)

Beta = acos((LeftToCollisionDistance * LeftToCollisionDistance + RightToLeftDistance * RightToLeftDistance -
RightToCollisionDistance * RightToCollisionDistance)/(2 * LeftToCollisionDistance * RightToLeftDistance));

// -Velocity of each Stream
LeftStreamVelocity = LeftStreamAverageDistance*pow(10,(-6))* Frequencyleft;
RightStreamVelocity = RightStreamAverageDistance*pow(10,(-6))* Frequencyright;

// smaller diameter determination

if (AverageLeftDropletDiameter<AverageRightDropletDiameter) {
    DropletDiameter = AverageLeftDropletDiameter;
    LargeDropletDiameter = AverageRightDropletDiameter;
    SmallDiameterVelocity = LeftStreamVelocity;
    LargeDiameterVelocity = RightStreamVelocity;
} else {
    DropletDiameter = AverageRightDropletDiameter;
    LargeDropletDiameter = AverageLeftDropletDiameter;
    SmallDiameterVelocity = RightStreamVelocity;
    LargeDiameterVelocity = LeftStreamVelocity;
}

// -Weber-Number [WeberNumber1 is with the measured droplet size, WeberNumber2 uses the orifice diameter and the modulation
number]
WeberNumber1 = ((FluidDensity / SurfaceTension) * DropletDiameter*pow(10,(-6)) * pow(AverageVelocity, 2));
WeberNumber2 = ((FluidDensity / SurfaceTension) * pow(ModulationNumber, (1 / 3)) * 1.891 * OrificeDiameter *
pow(AverageVelocity*pow(10,6), 2));

// Gamma angle calculation ( angle between relative velocity and a distance)

Gamma = asin( LargeDiameterVelocity * sin(CollisionAngle) / AverageVelocity);

// Impact parameter (X) calculation

X = (2 * RightToLeftDistance * sin(abs(Beta - Gamma))/(AverageRightDropletDiameter + AverageLeftDropletDiameter));

// -saving the picture of outlines with text added to show which droplets were identified for each stream and closing the pictures
drawString("Left Stream: "+LeftStreamTopDroplet+1+" --> "+LeftStreamBottomDroplet+1, 20, 100);
drawString("Right Stream: "+RightStreamTopDroplet+1+" --> "+RightStreamBottomDroplet+1, 20, 130);
title = substr(title, 5, lengthOf(title));

// diameter ratio calculation:
DropletRadiusLeft = DropletDiameter / 2;
DropletRadiusRight = DropletDiameter / 2;
radiusratio = DropletDiameter / LargeDropletDiameter;

// -----
// Output section
// -----

print("
"+titlez+";"+WeberNumber1+";"+X+";"+radiusratio+";"+AverageLeftDropletDiameter+";"+AverageRightDropletDiameter+";"+LeftStrea
mVelocity+";"+RightStreamVelocity+";"+AverageVelocity+";"+((LeftStreamAngle/pi)*180)+";"+((RightStreamAngle/pi)*180)+";"+Right
ToLeftDistance+";"+((Beta/pi)*180)+";");

//-----

save(dir+" traitée"+list[j]);
//print(j); close(); close();
} else {
save(dir+" traitée"+list[j]);
//print(j);close(); close(); } close(); }

```

Annexe 6. Programme de traitement d'image : calcul du paramètre d'impact

D'après le théorème d'Al-Kashi et la formule de Héron, connaissant a, c et α :

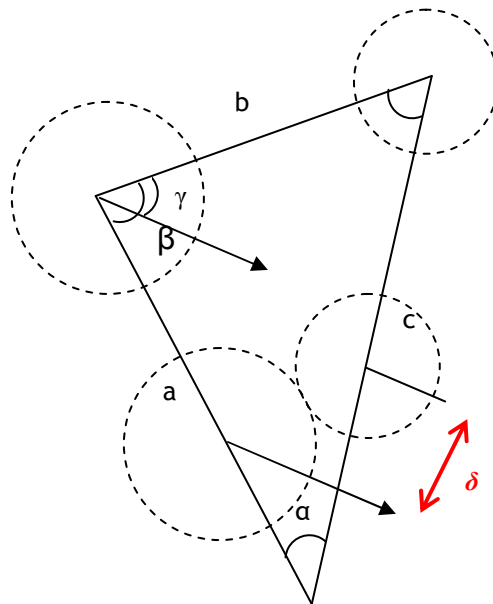


Figure 134. Description des paramètres géométriques utilisés dans le calcul du paramètre d'impact adimensionnel.

D'après le théorème d'Al-Kashi on a :

$$b = \sqrt{a^2 + c^2 - 2ac \cos \alpha} \quad (139)$$

où α est l'angle entre les deux trains de gouttes ($^\circ$)
 a est la distance du centre de la goutte de gauche au point de collision (m)
 c est la distance du centre de la goutte de droite au point de collision (m)
 b est la distance entre les centres des gouttes

De même par la formule des tangentes :

$$\frac{c-a}{2} = \frac{\tan\left(\frac{\beta-\gamma}{2}\right)}{\tan\left(\frac{\beta+\gamma}{2}\right)} \quad (140)$$

$$\text{avec } \gamma = \pi - (\alpha + \beta) \quad (141)$$

on obtient :

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{c-a}{c+a} \tan^{-1} \frac{\alpha}{2}\right) \quad (142)$$

De cette manière on peut calculer le paramètre d'impact adimensionnel δ pour deux gouttes à l'aide des formules utilisées par Ashgriz et Poo [4]:

$$\delta = \frac{2b \sin|\beta - \gamma|}{d_l + d_s} \quad (143)$$

$$\text{avec } \gamma = \sin^{-1}\left(\frac{u_l}{u} \sin \alpha\right) \quad (144)$$

$$\text{et } u = \sqrt{(u_l^2 + u_s^2 - 2u_l u_s \cos \alpha)} \quad (145)$$

Annexe 7. Programme de reconstruction des courbes de transition.

```
Public sTypeCollisionHaut, sTypeCollisionBas As String

Sub Main()
    sTypeCollisionHaut = "coalescence"
    sTypeCollisionBas = "reflexion"
    Call calcul_courbes_de_Transition
End Sub

Sub calcul_courbes_de_Transition()

    Dim iColWe As Integer
    Dim iColl As Integer
    Dim iColTypeCollision As Integer
    Dim iLigne As Integer
    Dim iLigneDeb As Integer
    Dim sValeurCellule As String
    Dim dCollisionHaut_Min As Double
    Dim dCollisionBas_Max As Double
    Dim iNbPointCollisionHaut As Integer
    Dim iNbPointCollisionBas As Integer
    Dim iNbPoint As Integer
    Dim iNbPtColliHaut_IntervalleTotal As Integer
    Dim iNbPtColliBas_IntervalleTotal As Integer
    Dim dProportion As Double

    iLigne = 1

    'Recherche la colonne de TypeCollision
    iColTypeCollision = 1
    sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColTypeCollision)
    While sValeurCellule <> "TypeCollision" And iColTypeCollision < 100
        iColTypeCollision = iColTypeCollision + 1
        sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColTypeCollision)
    Wend
    If iColTypeCollision = 100 Then
        MsgBox ("Attention: Pas de TypeCollision dans la 1ere ligne!")
        Exit Sub
    End If

    'Recherche la colonne de We
    iColWe = 1
    sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColWe)
    While sValeurCellule <> "We" And iColWe < 100
        iColWe = iColWe + 1
        sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColWe)
    Wend
    If iColWe = 100 Then
        MsgBox ("Attention: Pas de We dans la 1ere ligne!")
        Exit Sub
    End If

    'Recherche la colonne de I
    iColl = 1
    sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColl)
    While sValeurCellule <> "I" And iColl < 100
        iColl = iColl + 1
        sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColl)
    Wend

    If iColl = 100 Then
        MsgBox ("Attention: Pas de I dans la 1ère ligne!")
        Exit Sub
    End If
```



```

'Calcul des points
iLigne = 2
'Correspond au nombre de points créés
iNbPoint = 0
While (Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColWe) <> "")
    iLigneDeb = iLigne
    iLigne = calculIntervalles(dCollisionHaut_Min, dCollisionBas_Max, iLigneDeb, iColWe, iColl, iColTypeCollision,
iNbPtColliHaut_IntervalleTotal, iNbPtColliBas_IntervalleTotal)
    If iLigne = -1 Then
        Exit Sub
    End If
'Calcule la proportion des points de chaque régime de collision
If iNbPtColliHaut_IntervalleTotal > 0 And iNbPtColliBas_IntervalleTotal > 0 Then
    If (iNbPtColliBas_IntervalleTotal < iNbPtColliHaut_IntervalleTotal) Then
        dProportion = CDBl(iNbPtColliBas_IntervalleTotal) / CDBl(iNbPtColliHaut_IntervalleTotal)
    Else
        dProportion = CDBl(iNbPtColliHaut_IntervalleTotal) / CDBl(iNbPtColliBas_IntervalleTotal)
    End If
'On calcule le point de transition uniquement si le nombre de points dans l'écart
'horizontal est suffisant
If dProportion > 0.05 Then
'On vérifie s'il existe des points entre la valeur min de la collision haut
'et la valeur max de la collision bas
    If dCollisionHaut_Min < dCollisionBas_Max Then
        'Les populations se croisent: on calcule le nombre de points dans l'intervalle
        'verticale (nécessaire pour pondérer la moyenne)
        Call calculNombrePointsDansIntervalle(iNbPointCollisionHaut, iNbPointCollisionBas, iLigneDeb, iLigne,
iColTypeCollision, iColl, dCollisionHaut_Min, dCollisionBas_Max)
        End If
        'Calcul de la moyenne:
        ' Si les populations ne se croisent pas => calcul de la moyenne sur les 2 extremums
        ' Sinon => calcul de la moyenne pondérée
        'Affichage du point de transition calculé dans l'onglet résultat
        Call DeterminationPointTransition(iNbPoint, iColWe, iLigneDeb, iLigne - 1, dCollisionHaut_Min,
dCollisionBas_Max, iNbPointCollisionHaut, iNbPointCollisionBas)
        End If
    End If
Wend
End Sub

'calculIntervalle recherche les points appartenant à l'intervalle considéré
'et calcule la valeur minimale du régime de collision du haut et la valeur maximale de celui du bas
'Paramètres:
'iLigne_p = 1ère ligne de l'intervalle
'iColWe_p = col We
'iColl_p = coll
'iColTypeCollision = col du type de collision
'dCollisionHaut_Min_p = valeur minimale du régime de collision du haut
'dCollisionBas_Max_p = valeur maximale de celui du bas
'La fonction renvoie la iLigne = numéro de ligne contenant le dernier point de l'intervalle + 1
'
' = 1ère ligne du prochain intervalle
Function calculIntervalles(ByRef dCollisionHaut_Min_p As Double, ByRef dCollisionBas_Max_p As Double, ByVal
iLigne_p As Integer, ByVal iColWe_p As Integer, ByVal iColl_p As Integer, ByVal iColTypeCollision_p As Integer,
ByRef iNbPtColliHaut_IntervalleTotal_p As Integer, ByRef iNbPtColliBas_IntervalleTotal_p As Integer) As Integer
    calculIntervalles = -1
    Dim sValeurCelluleDepart As String
    Dim dDifferenceWe As Double
    'Déclaration de l'intervalle de We
    Dim dIntervalleParDefaut As Double
    'Déclaration du nombre minimum d'un intervalle de calcul
    Dim iNbMinPoints As Integer
    Dim sValeurCellule As String
    Dim sValeurTypeCollision As String
    Dim dOrdonneePoint As Double

    'Intialisation des paramètres
    dIntervalleParDefaut = 3

```

```

iNbMinPoints = 20
dCollisionHaut_Min_p = 2# 'Car le max des ordonnées = 1
dCollisionBas_Max_p = -1# 'Car le min des ordonnées = 0
iNbPtColliBas_IntervalleTotal_p = 0
iNbPtColliHaut_IntervalleTotal_p = 0

sValeurCelluleDepart = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne_p, iColWe_p)
'Teste si sValeurCelluleDepart est un nombre
If Not IsNumeric(sValeurCelluleDepart) Then
    MsgBox ("Col We - Attention: La valeur à la ligne " & iLigne & " et à la colonne " & iCol & " n'est pas un
nombre!")
    Exit Function
End If

'1ère ligne de l'intervalle
iLigne = iLigne_p

'Lit le type de collision
sValeurTypeCollision = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColTypeCollision_p)

dDifferenceWe = 0
Do While dDifferenceWe < dIntervalleParDefaut
    'Lit l'ordonnée du point s'il appartient à l'1 des 2 types de collisions
    If StrComp(sValeurTypeCollision, sTypeCollisionHaut) = 0 Then
        'Le point appartient au type de collision haut
        'Lit l'ordonnée du point
        iNbPtColliHaut_IntervalleTotal_p = iNbPtColliHaut_IntervalleTotal_p + 1
        dOrdonneePoint = LireOrdonneePoint(iLigne, iCol_p)
        If dOrdonneePoint = -1 Then
            Exit Function
        End If
        'Met à jour dCollisionHaut_Min_p
        If dOrdonneePoint < dCollisionHaut_Min_p Then
            dCollisionHaut_Min_p = dOrdonneePoint
        End If
    ElseIf StrComp(sValeurTypeCollision, sTypeCollisionBas) = 0 Then
        'Le point appartient au type de collision bas
        'Lit l'ordonnée du point
        iNbPtColliBas_IntervalleTotal_p = iNbPtColliBas_IntervalleTotal_p + 1
        dOrdonneePoint = LireOrdonneePoint(iLigne, iCol_p)
        If dOrdonneePoint = -1 Then
            Exit Function
        End If
        'Met à jour dCollisionBas_Max_p
        If dOrdonneePoint > dCollisionBas_Max_p Then
            dCollisionBas_Max_p = dOrdonneePoint
        End If
    End If
    iLigne = iLigne + 1
    sValeurTypeCollision = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColTypeCollision_p)
    sValeurCellule = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne, iColWe_p)

    If (sValeurCellule = "") Then
        Exit Do
    End If

    'Teste si sValeurCellule est un nombre
    If Not IsNumeric(sValeurCellule) Then
        MsgBox ("Col We - Attention: La valeur à la ligne " & iLigne & " et à la colonne " & iCol & " n'est pas un
nombre!")
        Exit Function
    End If

    dDifferenceWe = CDb(sValeurCellule) - CDb(sValeurCelluleDepart)
Loop
calculIntervalles = iLigne
End Function

```

```

Function LireOrdonneePoint(ByVal iLigne_p As Integer, ByVal iColl_p As Integer) As Double
    LireOrdonneePoint = -1
    Dim sValue As String
    sValue = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne_p, iColl_p)
    If Not IsNumeric(sValue) Then
        MsgBox ("Col I - Attention: La valeur à la ligne " & iLigne_p & " et à la colonne " & iColl_p & " n'est pas un nombre!")
        Exit Function
    End If
    LireOrdonneePoint = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigne_p, iColl_p)
End Function

```

```

Sub calculNombrePointsDansIntervalle(ByRef iNbPointCollisionHaut_p As Integer, ByRef iNbPointCollisionBas_p As Integer, ByVal iLigneDeb_p As Integer, ByVal iLigne_p As Integer, ByVal iColTypeCollision_p As Integer, ByVal iColl_p As Integer, ByVal dCollisionHaut_Min_p As Double, ByVal dCollisionBas_Max_p As Double)

```

```

    Dim i As Integer
    Dim sValeurTypeCollision As String
    'initialisation
    iNbPointCollisionHaut_p = 0
    iNbPointCollisionBas_p = 0
    'Balaye les points de l'intervalle
    For i = iLigneDeb_p To iLigne_p - 1
        'Récupère le type de collision du point
        sValeurTypeCollision = Worksheets("courbesTransition").Cells(i, iColTypeCollision_p)
        If StrComp(sValeurTypeCollision, sTypeCollisionHaut) = 0 Then
            'Le point appartient au type de collision haut
            'Lit l'ordonnée du point
            dOrdonneePoint = LireOrdonneePoint(i, iColl_p)
            If dOrdonneePoint = -1 Then
                Exit Sub
            End If
            'Met à jour le nombre de points selon le type de collision
            If dOrdonneePoint < dCollisionBas_Max_p Then
                iNbPointCollisionHaut_p = iNbPointCollisionHaut_p + 1
            End If
        ElseIf StrComp(sValeurTypeCollision, sTypeCollisionBas) = 0 Then
            'Le point appartient au type de collision bas
            'Lit l'ordonnée du point
            dOrdonneePoint = LireOrdonneePoint(i, iColl_p)
            If dOrdonneePoint = -1 Then
                Exit Sub
            End If
            'Met à jour le nombre de points selon le type de collision
            If dOrdonneePoint > dCollisionHaut_Min_p Then
                iNbPointCollisionBas_p = iNbPointCollisionBas_p + 1
            End If
        End If
    Next i
End Sub

```

```

Sub DeterminationPointTransition(ByRef iNbPoint_p As Integer, ByVal iColWe_p As Integer, ByVal iLigneDeb_p As Integer, ByVal iLigneFin_p As Integer, ByVal dCollisionHaut_Min_p As Double, ByVal dCollisionBas_Max_p As Double, ByVal iNbPointCollisionHaut_p As Integer, ByVal iNbPointCollisionBas_p As Integer)

```

```

    Dim dXmin As Double
    Dim dXmax As Double
    'Initialisation
    If iNbPoint_p = 0 Then
        'Vérifie que la première cellule de l'onglet résultat est vide
        If Worksheets("Résultat").Cells(1, 1) <> "" Then
            MsgBox ("Attention:L'onglet résultat n'est pas vide!")
            Exit Sub
        End If
        'Ecrit les titres dans l'onglet résultat
        Worksheets("Résultat").Cells(1, 1) = "Abscisse"
        Worksheets("Résultat").Cells(1, 2) = "Ordonnée"
    End If

```

```

'Incrémente le nombre de points
iNbPoint_p = iNbPoint_p + 1

'Calcule l'abscisse du point de transition
'Remarque: les points dans "courbesTransition" doivent être triés par ordre
'croissant d'abscisse
dXmin = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigneDeb_p, iColWe_p)
dXmax = Worksheets("courbesTransition").Cells(iLigneFin_p, iColWe_p)
Worksheets("Résultat").Cells(iNbPoint_p + 1, 1) = (dXmin + dXmax) / 2#

'Calcule l'ordonnée du point de transition
'Calcul différent de la moyenne selon si les populations se croisent ou non
If dCollisionHaut_Min_p > dCollisionBas_Max_p Then
    'Les populations ne se croisent pas: moyenne des 2 extremums
    Worksheets("Résultat").Cells(iNbPoint_p + 1, 2) = (dCollisionBas_Max_p + dCollisionHaut_Min_p) / 2#
Else
    'Les populations se croisent: moyenne pondérée
    Worksheets("Résultat").Cells(iNbPoint_p + 1, 2) = dCollisionHaut_Min_p + Abs(dCollisionBas_Max_p -
dCollisionHaut_Min_p) * (Cdbl(iNbPointCollisionBas_p) / Cdbl(iNbPointCollisionHaut_p + iNbPointCollisionBas_p))
End If
End Sub

```

Annexe 8. Calcul de la viscosité d'un mélange gazeux à partir du modèle de Wilke

Le modèle de Wilke (issu de [Wilke, 1950]) est actuellement utilisé dans certains codes de l'IRSN pour évaluer la viscosité dynamique des mélanges gazeux. On le considère comme le modèle de référence reposant sur une simplification du modèle de Reichenberg très précis mais nécessitant de connaître la quantité de paramètres sur chacun des composants du mélange. Il constitue selon Poling *et al.* [77] une très bonne approximation semi-empirique de la viscosité des mélanges gazeux et donne une incertitude moyenne de 1 % par rapport aux mesures effectuées sur des mélanges binaires. Il se traduit par la relation suivante, citée par Bird *et al.* [7], qui permet d'évaluer la viscosité dynamique d'un mélange de gaz donnée par :

$$\eta_g = \sum_{i=1}^n \left(\frac{X_i \eta_i}{\sum_{j=1}^n (X_j \phi_{ij})} \right) \quad (146)$$

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0.5} \left(1 + \left(\frac{\eta_i}{\eta_j} \right)^{0.5} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{0.25} \right)^2 \quad (147)$$

Avec : X_i Fraction molaire du constituant i

η_i Viscosité dynamique du constituant i en ($\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$)

M_i Masse molaire du constituant i en (Kg/mol)

Il est à noter que Φ_{ij} est un paramètre sans dimension égale à 1 lorsque $i=j$. Dans notre étude des propriétés du gaz, en faisant varier la fraction molaire de l'hélium injecté dans l'air, on observe l'évolution isotherme de la viscosité du mélange à 293K. Les résultats obtenus sont décrits sur la Figure 135 :

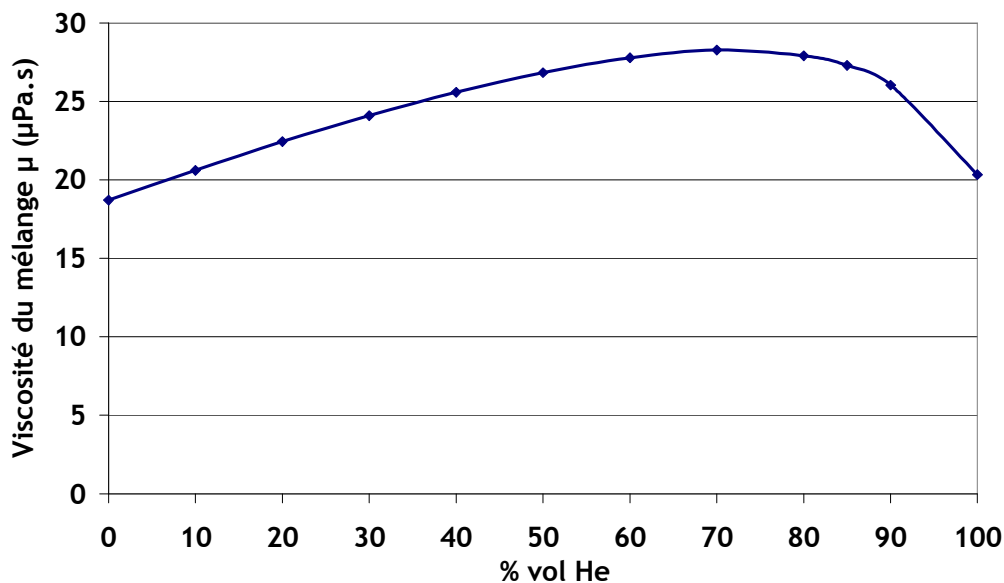


Figure 135. Effet de la variation de la fraction molaire de l'hélium injecté dans l'air sur la viscosité dynamique du mélange.

On remarque le caractère non linéaire de la formule de Wilke. La viscosité du mélange air - He augmente d'abord avec la fraction molaire de l'hélium injecté, atteint une valeur maximale de 20.42 $\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$ pour une fraction molaire d'hélium de 80 %vol, puis diminue lorsque l'on dépasse cette valeur. Par ailleurs, on note sur la Figure 135 que la viscosité dynamique du mélange air - hélium pour des fractions molaires de l'hélium allant de 40 %vol jusqu'à 100 %vol reste supérieure à la viscosité de chaque constituant. Il s'avère en effet que ce modèle respecte l'aspect physique du mélange, en l'occurrence la collision entre les molécules ainsi les phénomènes de polarité pouvant exister au sein des deux gaz. De ce fait les résultats obtenus indiquent que le mélange des deux gaz favorise une augmentation de la viscosité.

Annexe 9. Formation de gouttelettes satellites

En dérivant les équations d'Ashgriz et Poo [4], Ko et Ryou [41],[42], sont parvenus à élaborer un nouveau modèle mathématique destiné à prédire le nombre, la taille ainsi que la vitesse des gouttelettes satellites, issues d'une séparation par étirement ou par réflexion. Dans le but de déterminer le volume fluide se séparant in fine des gouttelettes initiales, un nouveau paramètre C_v appelé coefficient de séparation volumique est introduit comme étant le rapport du volume séparé sur le volume d'interaction des deux gouttes. Le coefficient C_v est supposé proportionnel au rapport de l'énergie requise pour la séparation sur l'énergie totale des deux gouttelettes impactantes, de la manière suivante :

$$C_v = \frac{E_{sep} - SE_{coal}}{E_{sep} + SE_{coal}}$$

où E_{cin} représente l'énergie cinétique induisant une séparation des gouttes agglomérées temporairement, et E_{sur} l'énergie de surface favorisant la coalescence. Ces deux grandeurs sont déterminées à l'aide des équations basées sur la théorie d'Ashgriz et Poo [4]. Ce coefficient est ensuite utilisé pour obtenir les caractéristiques finales des gouttelettes satellites (d_{sa} le diamètre des gouttes, u_{sa} leur vitesse et N_{sa} leur nombre) :

$$d_{sa} = \left[\frac{C_v (\Delta^3 \phi_s + \phi_l)}{N_{sa}} \right]^{1/3} d_l$$

$$\vec{u}_{sa} = \frac{\Delta^3 \phi_s \vec{u}_s + \phi_l \vec{u}_l}{\Delta^3 \phi_s + \phi_l}$$

$$N_{sa} = \left[\frac{E_{sur sa}}{\sigma \pi C_v^{2/3} (\Delta^3 \phi_s + \phi_l)^{2/3} d_l^2} \right]$$

Les paramètres Φ_s et Φ_l sont donnés par les équations (51) et (52).

Il est alors possible de tracer les courbes d'évolution du nombre de gouttelettes satellites en fonction du paramètre d'impact et du nombre de Weber (Figure 136) pour $\Delta=1$.

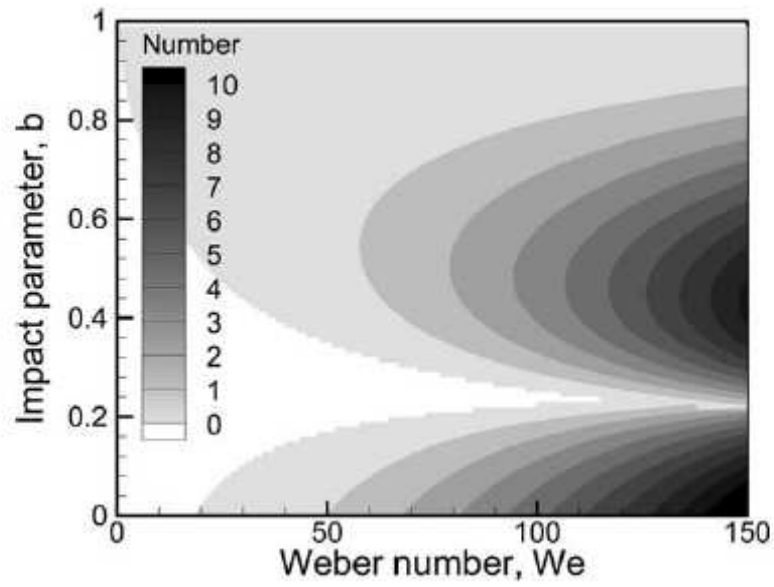


Figure 136. Distribution du nombre de gouttelettes satellites formées lors de la collision binaire de gouttelettes d'eau de même diamètre, Ko et Ryou [41].

Annexe 10. Principe de la mesure des caractéristiques des gouttes à l'aide d'une méthode PDA

Cette technique permet de mesurer simultanément la taille et la vitesse d'une particule passant à travers un faible volume de mesure. La mesure est liée au déphasage de bouffées de signal laser (appelées burst, voir Figure 137) captées par deux photomultiplicateurs placés selon un angle prédéterminé. Lorsqu'une particule traverse une à une les franges brillantes, les rayons incidents sont déviés, la lumière qui en est diffusée dépendant alors de la courbure de la surface de la particule.

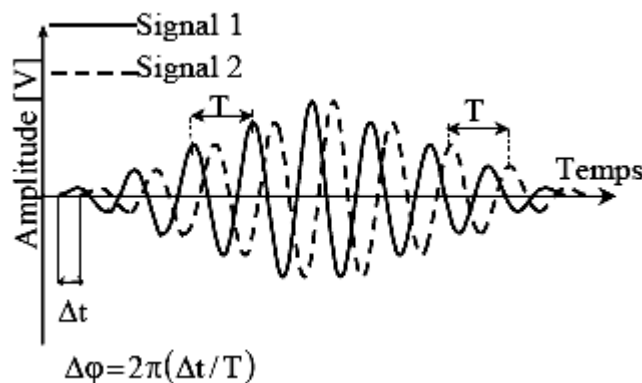


Figure 137. Décalage de bouffées Doppler.

La différence de phases $\Delta\phi$ entre les deux signaux Doppler peut être corrélée avec le diamètre d_p de la particule, supposée sphérique, par la relation qui suit :

$$d_p = \frac{1}{2\pi k} \left[\frac{\lambda}{\pi n_c} \right] \Delta\phi \quad (148)$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau laser, n_c est l'indice de réfraction du gaz (ici de l'air), k est une fonction du système optique et de l'indice de réfraction du liquide et du gaz. La vitesse de la particule dans le plan perpendiculaire U_{\perp} à celui des franges est inversement proportionnelle à la période T du signal de la bouffée et se retrouve par la relation :

$$U_{\perp} = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) T} \quad (149)$$

où θ est l'angle entre les deux faisceaux laser incidents formant le système de frange.

L'instrument utilisé pour notre étude est un PDA Dual de chez Dantec © permettant d'obtenir deux composantes de la vitesse des particules tout en améliorant la précision sur la mesure de la taille des particules. Elle combine dans un seul système de réception, la PDA conventionnelle et la PDA plane (voir Figure 138).

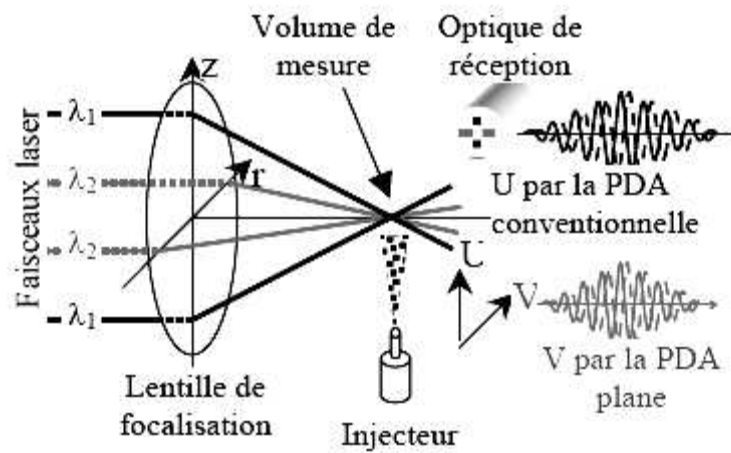


Figure 138. Système de PDA Dual.

La taille de la goutte est ici déterminée par la différence de phases mesurée avec la PDA conventionnelle alors que la PDA plane sert à améliorer la précision. Il est à noter que dans notre étude le critère de validation qui consiste à comparer le diamètre mesuré par chacune des deux PDA n'a pas pu être utilisé à cause de différents problèmes techniques. Les deux faisceaux sont fournis par un laser hélium-néon de longueur d'onde 638,2 nm pour la PDA conventionnelle et un laser argon ionisé de longueur d'onde 541,5 nm pour la PDA plane.

Annexe 11. Principe du calcul de l'évolution du nuage de gouttes dans le programme

Le calcul de l'évolution globale du nuage de gouttes se fait à partir des temps de création des gouttes au niveau de chaque injecteur et des temps de génération des collisions. Pour chaque phénomène ces temps sont calculés puis classés par ordre croissant avant que chaque action ne soit traitée chronologiquement. L'initialisation du calcul se fait selon deux étapes :

1. Une goutte est lâchée à partir d'un des injecteurs (sous-programme **lacher_goutte**) le nombre de gouttes n_g passe à 1.
2. Les paramètres (vitesse et diamètre) de la prochaine goutte sont calculés.

Les actions de la boucle principale sont ensuite divisées de cette manière jusqu'à une valeur maximum de n_g fixée par l'opérateur:

1. La goutte n_g (dont les paramètres ont déjà été calculés) est lâchée.
2. On teste si une collision est possible entre la dernière goutte créée et les autres gouttes (sous-programme **testcol**).
 - a. Si $n_g = 2$ et si la collision est possible on l'enregistre comme numéro 1.
 - b. Si $n_g > 2$ et si la collision est possible, on compare le temps de collision calculé avec les autres temps puis on stocke cette valeur dans un tableau de temps croissants (il est à noter qu'une collision n'est viable que si elle n'implique que des gouttes différentes de celles intervenant dans d'autres collisions).
3. Les paramètres de la nouvelle goutte (n_{g+1}) à lâcher sont calculés.
4. Le temps de lâché de cette goutte est comparé au temps de collision le plus faible.
 - a. Si le temps de lâché est plus faible, on lâche la goutte.
 - b. Sinon on procède à la première collision donnant éventuellement la goutte **kcol(1)**. Le tableau des temps est réactualisé.
5. On teste si une nouvelle collision est possible avec cette nouvelle goutte.

Le sous-programme **lacher_goutte** permet de tirer au hasard un temps de création de goutte sur chaque injecteur suivant une loi normale de moyenne donnée et d'écart-type donné. L'injecteur pour lequel le temps de création t est le plus petit est déterminé (position x). Le rayon r et la vitesse u de la goutte lâchée sont ensuite tirés au sort, r suivant une loi log-normale et les trois composantes de u suivant des lois normales de moyennes données et de même écart-type.

Le modèle de collision retenu dans le programme se base sur le choix d'un couple de gouttes ayant des positions (x_i, x_j) , des rayons (r_i, r_j) et des vitesses (u_i, u_j) définies. S'il s'avère que ces gouttes ont des temps de départ différents (comme c'est le cas lors d'un lâché), la trajectoire de la première goutte est calculée jusqu'au départ de la seconde. Par la suite les trajectoires de chacune des gouttes sont évaluées de manière simultanée.

Une variable globale à 12 composantes (déterminant les positions et les vitesses de chacune des gouttes) est utilisée pour calculer la distance minimum d_{\min} les séparant au temps t_{\min} . Comme il a été indiqué auparavant le système d'équations est intégré à l'aide d'une méthode de prédicteur-correcteur. La collision se produit si la distance d_{\min} est inférieure à la somme des rayons des gouttes. Le test de collision utilise le fait que cette distance minimale est atteinte lorsque la vitesse de rapprochement u_r entre les gouttes donné par l'équation (150) devient nulle.

$$u_r = \frac{(u_i - u_j)(x_i - x_j)}{|x_i - x_j|} \quad (150)$$

Lorsqu'une collision a lieu le sous-programme **coalescence** est utilisé pour connaître l'issue de la collision.

Résumé :

Lors d'un hypothétique accident grave dans un Réacteur à Eau Pressurisée (REP), l'aspersion est un dispositif utilisé pour la sauvegarde du confinement du réacteur. Son efficacité dépend en particulier des caractéristiques des gouttes (tailles et vitesses), qui peuvent évoluer au cours de leur chute, notamment par coalescence. L'évolution de l'histogramme dépend donc du résultat des collisions entre paires de gouttes, point central de cette étude. La démarche envisagée a nécessité la construction d'un banc expérimental qui a permis d'identifier avec précision les différents régimes de collision : la coalescence, la séparation par étirement ou par réflexion et le rebond. Les conditions physiques d'apparition de ces régimes ont été cartographiées à l'aide des trois paramètres principaux utilisés dans la littérature : le nombre de Weber, le paramètre d'impact et le rapport des diamètres. Ces résultats expérimentaux ont pu être unifiés grâce à la création d'un nouveau nombre de Weber dit « symétrique », rapport de l'énergie cinétique totale des deux gouttes dans le repère du centre de masse à leur énergie surfacique totale. Sur la base de ce nombre de Weber, trois nouveaux modèles ont alors été construits pour décrire les transitions entre les principaux régimes de collision pour des gouttes de différentes tailles. Ces modèles sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux. La suite de notre étude s'est focalisée sur l'influence des conditions gazeuses ambiantes sur la collision. Deux campagnes expérimentales (sous différentes pressions et avec diverses concentrations d'hélium) ont mis en évidence le régime de rebond. Le rôle des caractéristiques de la phase gazeuse (masse volumique et viscosité) a été identifié et une corrélation empirique représentative de l'évolution de ce régime en fonction des paramètres du gaz a été déduite. L'ensemble des résultats a enfin été utilisé dans une analyse prospective de l'interaction entre deux sprays.

Mots clés : Gouttes, Collision, Spray, Aspersion, REP, Installation nucléaire, Coalescence, Séparation par étirement, Séparation par Réflexion, Eclatement, Etirement avec digitations, Nombre de Weber, Nombre d'Ohnesorge, Pression, Hélium.

Abstract :

During the course of a hypothetical severe accident in a Pressurized Water Reactor (PWR), spraying systems are used to preserve the reactor containment integrity. The efficiency of these sprays depends in particular on droplet characteristics (sizes and velocities), which may evolve during settling, in particular because of coalescence. The evolution of the droplet histogram thus depends on the outcome of binary droplet collision, which is the focus of this study. Our approach required building up an experimental setup which allowed to identify with precision the various collision outcomes: coalescence, stretching or reflexive separation and bouncing. Physical conditions for these regimes to appear were mapped in terms of the three main parameters used in literature: the Weber number, the impact parameter and the diameters ratio. These experimental results were unified through a new, called "symmetric", Weber number, defined as the ratio of the total kinetic energy of the two drops in the frame of the mass center to the their total surface energy. On the basis of this Weber number, three new models were then formulated in order to describe transitions between the main outcomes for drops with various sizes. These models are in good agreement with our experimental results. Our study focused then on the influence of ambient gas conditions on collision outcomes. In two different sets of experiments (under different pressures and with various helium concentrations), the bouncing outcome was identified. The influence of gas phase properties (density and viscosity) was identified and an empirical correlation describing the evolution of this regime with gaseous parameters was derived. All results were finally applied in a prospective analysis of the interaction between two sprays.

Keywords: Droplet, Collision, Spray, Spraying, PWR, Nuclear applications, Coalescence, Stretching separation, Reflexive separation, Splashing, Stretching with digitations, Weber number, Ohnesorge number, Pressure, Helium.